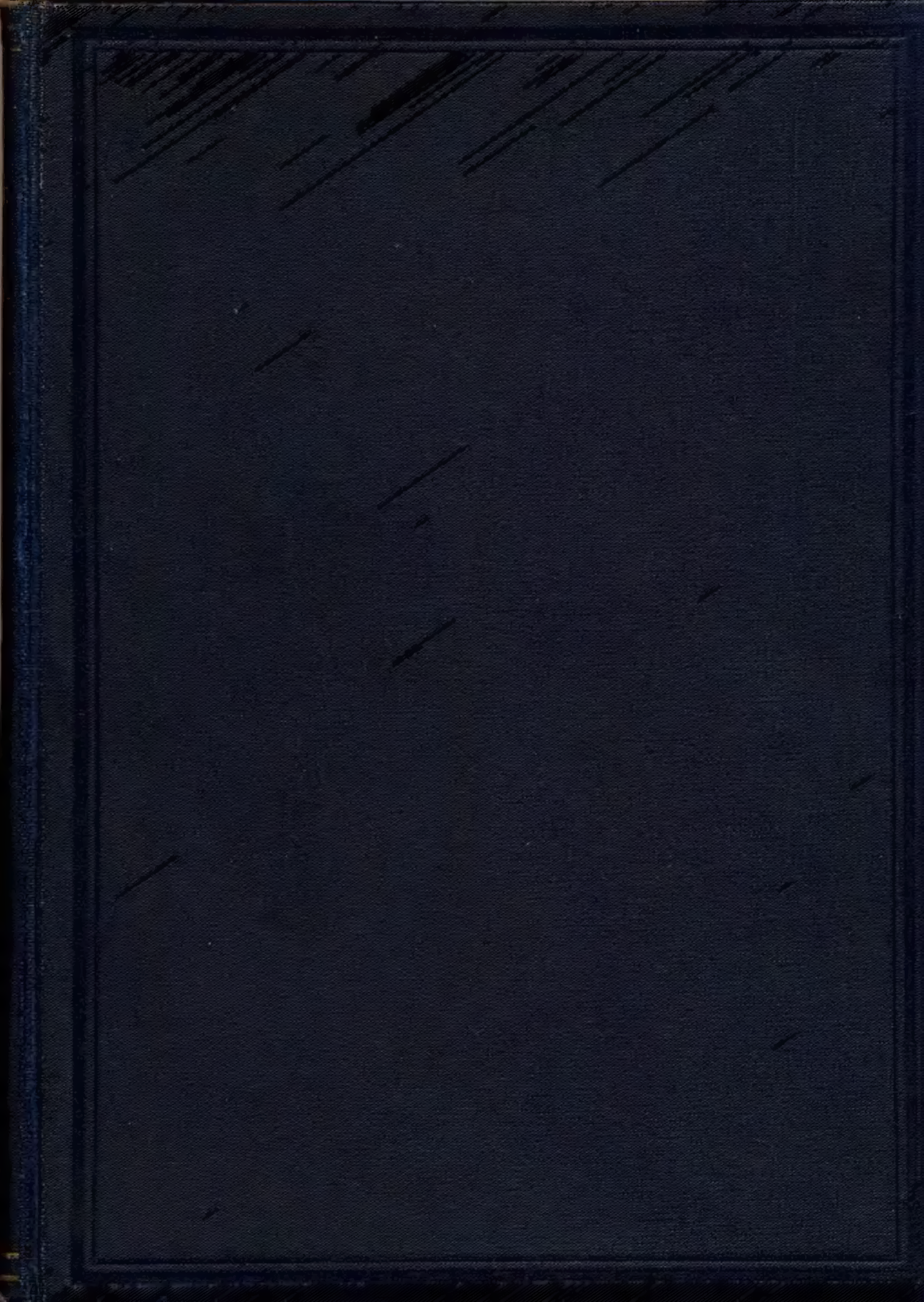
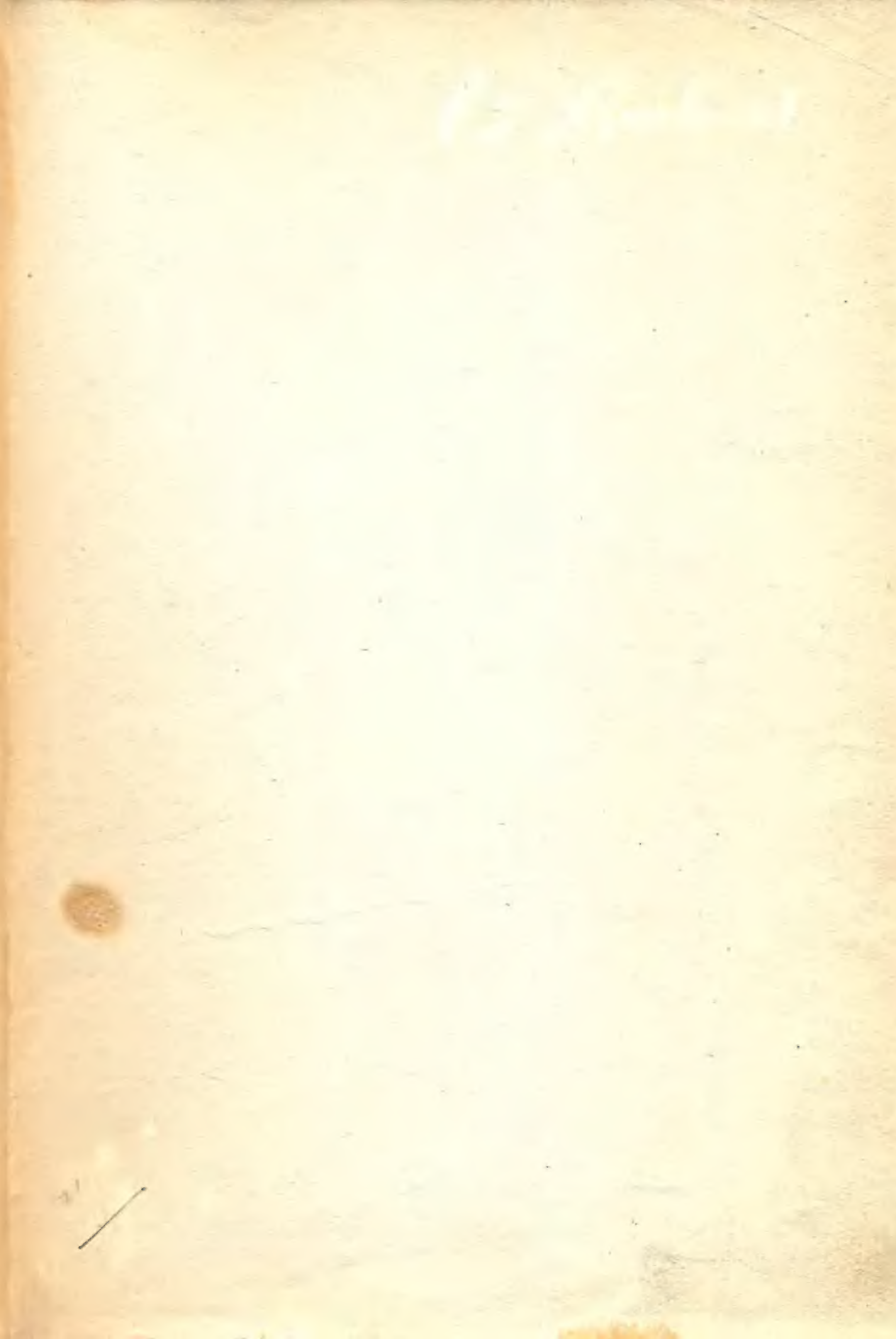




Schachner.

1932 r.

Książkę przeczytałem (przerobiłem str. 198) w grudniu. Stanowczo stwierdzam: nie podzielam poglądów hipotetycznych zakładających niemożliwość wyjaśnienia zjawisk takich jak życie i śmierć.
Książka określa jasno i ściśle punkt w którym znajdujemy zapory, miejsce dzisiejszej cywilizacji. Czy tajemnice bytu rozwiążemy? Czy znajdziemy istotny cel życia ludzkiego? Stanowczo tak.

BIBLJOTEKA

„Mathesis Polskiej"

CZASOPISMA MATEMATYCZNO-FIZYCZNEGO

O. D. CHWOLSON

FIZYKA WSPÓŁCZESNA

WYKŁAD PRZYSTĘPNY NOWYCH
POJĘĆ FIZYKI WSPÓŁCZESNEJ

TŁUMACZYŁ
ST. WARHAFTMAN

WARSZAWA — 1931
NAKŁADEM REDAKCJI „MATHESIS POLSKIEJ"
SKŁAD GŁÓWNY W KSIĄŻNICY-ATLAS T. N. S. W.



Drukarnia „MONOLIT" Warszawa, Ogrodowa 1. Tel. 7o1-92.

Z PRZEDMOWY DO WYDANIA PIERWSZEGO.

W ciągu bieżącego stulecia, ściślej zaś mówiąc, począwszy od 1895 r., fizyka doznała, jak wiadomo, zasadniczego przeobrażenia, ulegając ogromnej ewolucji. W odstępie kilku zaledwie lat (1895 — 1900) wykryto promienie Röntgena, ciała promieniotwórcze, zjawisko Zeemana, po raz pierwszy też powstało podstawowe w chwili obecnej pojęcie wszystkich działów fizyki, — pojęcie kwantów. W tym czasie położono jednak tylko podwaliny nowej nauki, która dopiero w bieżącem stuleciu rozwinęła się w sposób niebywały.

Rozwój ten polega przedewszystkiem na wykryciu licznych zupełnie nowych zjawisk oraz wspólnego źródła takich zjawisk, które wydawały się przedtem niczem ze sobą niezwiązane. Powstały nowe teorje, tłumaczące duże grupy zjawisk i pozwalające sięgnąć głęboko w owe dla obserwacyj bezpośrednich niedostępne dziedziny, będące źródłem przemian, które możemy obserwować, badać oraz stosować do celów technicznych; wystarczy podać jeden tylko przykład: teorję budowy atomu.

Rozwój ten wzbogacił naukę licznemi nowemi pojęciami i odpowiadającemi im nowemi terminami. Pojęcia te i terminy przenikają stopniowo do szerokich warstw laików. Spotyka się je w artykułach, które choć nie są przeznaczone dla specjalistów, lecz niezawsze są napisane w sposób przystępny dla ogółu; są one prócz tego rozrzucone w wielu czasopismach.

Nie ulega jednak wątpliwości, że bardzo wiele osób nietylko słyszało o nowych postępach fizyki i interesuje się temi postępami, lecz pragnęłoby się z niemi zapoznać. Dzieła specjalne są dla tej kategorji czytelników prawie zupełnie niedostępne, przedewszystkiem ze względu na to, że czytelnicy ci nietylko nie są obznajmieni z wyższą matematyką, ale zdążyli nawet gruntownie zapomnieć wiele rozdziałów szkolnej algebry i geometrji, np. trygonometrję. Celem niniejszej książki jest zaspokoić wymagania tych właśnie czytelników. Aby ten cel osiągnąć, książka nie może mieć charakteru podręcznika, który wymaga kolejnego studjowania wszystkich rozdziałów od początku do końca. Czytelnik winien mieć możność łatwego odszukania dowolnego interesującego go zagadnienia, nie czytając sze-

regu rozdziałów poprzedzających. W tym też celu podano w kilku miejscach krótkie powtórzenia tematów, które już poprzednio były szczegółowo omawiane, oraz liczne odsyłacze do ustępów poprzedzających. Bardzo szczegółowy skorowidz ułatwia odnalezienie każdego specjalnego zagadnienia lub terminu, które czytelnik pragnie poznać.

Co się tyczy matematyki, to udało mi się w tej książce prawie zupełnie uniknąć jej stosowania. Przytoczono tylko najprostsze równania, które nie sprawią trudności nikomu, kto wie, że wielkości można oznaczać literami.

. . . .

Prof. O. Chwolson.

Leningrad, w lutym 1928 r.

PRZEDMOWA DO WYDANIA DRUGIEGO.

Wydanie to uzupełniłem dwoma rozdziałami: „Rozwiązanie zagadki nebulium" oraz „Zjawisko Ramana, Mandelstama i Landsberga", znacznie też rozszerzyłem rozdział o promieniowaniu kosmicznem (promienie Hessa). Pozatem wprowadziłem ponad 40 drobnych uzupełnień. Nowy tekst stanowi około dwu arkuszy druku. Tekst wydania pierwszego starannie przejrzałem; usunięto z niego niewielką tylko liczbę stronic. Rozdział XV pozostawiłem prawie bez zmiany, chociaż w chwili obecnej wyłania się stopniowo możność popularnego wykładu pewnych założeń i zdobyczy nowej mikromechaniki. Zadanie to jest jednak bardzo trudne, i otwarcie przyznaję, że dotychczas nie mam jeszcze planu takiego wykładu.

Prof. O. Chwolson.

Leningrad, w kwietniu 1929 r.

PRZEDMOWA DO WYDANIA TRZECIEGO.

Wydanie to w sposób istotny różni się od poprzednich. Poza szeregiem drobniejszych uzupełnień, napisałem przedewszystkiem nowy rozdział, „Teorja elektronowa metali", następnie rozszerzyłem znacznie roz-

dział poświęcony nowej mikromechanice. Pozwoliło mi to rozpatrzeć mimochodem cały szereg zagadnień, np. wyłożyć teorję względności czasu Einsteina.

Prof. O. Chwolson.

Leningrad, w kwietniu 1930 r.

OD TŁUMACZA.

Względy, które skłoniły autora tego dzieła do popularnego opracowania przeglądu nowych zdobyczy fizyki, pozostają w całej pełni słuszne również dla czytelników polskich. To właśnie jest powodem ukazania się polskiej edycji tej książki, tem bardziej, że niema w języku polskim dzieła o podobnie szerokim zakresie oraz o tak przystępnem opracowaniu. Z dzieł zaś popularnych w obcych językach, książka prof. O. Chwolsona jest, zdaniem tłumacza, najbardziej dostępna dla polskiej publiczności. Zresztą, zalety dydaktyczne dzieł prof. O. Chwolsona są powszechnie znane, a przyswojenie ich przez bogate literatury naukowe Zachodu jest najlepszym tego dowodem.

Tłumaczenie niniejsze jest pierwszą w naszej literaturze książką, która zawiera prawie całą terminologję polską nowych pojęć fizyki współczesnej. Nieustalenie tej terminologji, która jest w każdem niemal środowisku uniwersyteckiem inna, stanowiło też pewną trudność dla tłumacza. To też wdzięczny jestem p. Dr. Wł. Kapuścińskiemu, członkowi Komisji dla ustalenia słownictwa fizycznego przy Polskiem Tow. Fizycznem, który zechciał łaskawie wziąć na siebie uciążliwy trud przejrzenia korekt niniejszego tłumaczenia.

Miłym dla mnie obowiązkiem jest również podziękować serdecznie p. prof. O. Chwolsonowi za żywe zainteresowanie się polskiem wydaniem jego książki.

St. Warhaftman.

Warszawa, w grudniu 1930 r.

ROZDZIAŁ I.

WSTĘP.

Olbrzymie postępy fizyki w XX wieku, ściślej mówiąc, od 1895 roku, polegają przedewszystkiem na odkryciu całego szeregu *zupełnie nowych* zjawisk, a więc takich, które są nietylko odmianą względnie rozszerzeniem lub uogólnieniem zjawisk już znanych. W najściślejszym związku z temi odkryciami jest powstanie *nowych teoryj*, które usiłują wytłumaczyć bardziej lub mniej obszerne dziedziny zjawisk fizycznych, biorąc za punkt wyjścia pewne hipotetyczne przypuszczenia, które dotyczą zasadniczych własności danej grupy zjawisk. Teorje te usiłują przeniknąć zakulisową stronę zjawisk fizycznych, niedostępną dla obserwacyj bezpośrednich; celem ich jest również ustalenie wszystkich charakterystycznych jakościowych cech zjawisk oraz ich ścisłych współzależności ilościowych. Odkryciu nowych zjawisk oraz powstawaniu nowych teoryj towarzyszył wspaniały rozwój fizyki *doświadczalnej*. Wszystkie wspomniane zdobycze naukowe dały nam zupełnie nowy *światopogląd*. Całokształt tych zdobyczy doprowadził do powstania zgoła nowej fizyki XX w., zasadniczo różnej od fizyki końca ub. stulecia (do 1895 r.). Są to jakgdyby dwie nauki, różniące się nietylko swą faktyczną treścią, lecz, co ważniejsza, owemi ideami zasadniczemi, które przedewszystkiem określają charakterystyczne cechy naszego fizycznego światopoglądu.

Nowe odkrycia i nowe poglądy, dotyczące całego szeregu rozdziałów dawnej fizyki, stworzyły również bardzo wiele nowych rozdziałów nauki, charakterystycznych dla nowej fizyki. Nowe teorje oddziaływają przytem na wszystkie prawie rozdziały dawnej fizyki, wpływając nietylko na sposób tłumaczenia zjawisk, ale często również i na metody dalszego ich badania, innemi słowy, oddziaływają na zasadnicze motywy, kierujące uczonymi w twórczej pracy naukowej. W chwili obecnej wszystkie dziedziny fizyki znajdują się w ścisłym ze sobą związku, przeplatają się wzajemnie, granice ich coraz bardziej się zacierają, i może w przyszłości, niezbyt zresztą jeszcze bliskiej, wyłoni się obraz fizyki, która stanowić będzie jednolitą całość. Obejmie ona cały zespół własności nieuorgani-

zowanej (t. j. martwej) materji, zjawisk, które w niej mają miejsce, oraz praw, które niemi rządzą. Zupełnie inny obraz roztaczała dawna fizyka, składająca się z oddzielnych, prawie zupełnie od siebie odosobnionych rozdziałów, wyraźnie odgraniczonych, a połączonych wewnętrznie tylko niewieloma i zresztą niejako przypadkowemi więzami. Te ostatnie wydawały się często łącznikiem czysto formalnym, nie będąc zgoła wynikiem głębiej ukrytych przyczyn.

Wspomnieliśmy już o tem, jak duże postępy uczyniła fizyka doświadczalna. W pierwszym więc rzędzie uległy zasadniczym przemianom liczne *przyrządy pomiarowe*, któremi się dawna fizyka posługiwała. Zostały one znacznie udoskonalone, wobec czego dokładność pomiarów ogromnie wzrosła. Gdy bowiem przyrządy są niedoskonałe, dają one wyniki również mało dokładne. W tym wypadku błędy obserwacyj są duże, co może zupełnie zatrzeć owe niewielkie zmiany wielkości mierzonej spowodowane drugorzędnemi, a więc tylko słabo oddziaływającemi przyczynami. To też obecność tych właśnie przyczyn, które same przez się są, być może, bardzo ważne i istotne, pozostaje niedostrzegalna. Im jednak przyrząd jest dokładniejszy, lub, jak zwykle się mówi, im jest *czulszy*, tem większe są widoki wykrycia za jego pomocą działających w naturze przyczyn, których obecność i zasady działania mogą być dla nauki ogromnie doniosłe, chociaż wywierają słabe tylko działanie. Mogą one nawet spowodować powstanie nowych działów fizyki, i w sposób bardzo istotny wpłynąć na te lub inne konstrukcje teoretyczne. Udoskonaleniu przyrządów do pomiaru zdawna znanych wielkości fizycznych, towarzyszyło również wynalezienie, a następnie stopniowe udoskonalenie *nowych przyrządów*, przeznaczonych do pomiaru licznych wielkości fizycznych, które uczeni poznali w związku z odkryciem dotychczas nieznanych zjawisk.

W praktyce laboratoryjnej bardzo dużą rolę odgrywają różnego rodzaju *przyrządy pomocnicze*, które służą nie do pomiaru wielkości fizycznych, lecz do różnych *czynności*, niezbędnych przy badaniach fizycznych. I w tym wypadku widzimy z jednej strony ogromne udoskonalenie przyrządów pomocniczych, będących w użyciu dawnej fizyki, z drugiej zaś strony weszły w użycie w praktyce laboratoryjnej nowe bardzo pożyteczny przyrządy, ułatwiające różne czynności. Przytoczymy po jednym przykładzie obu tych rodzajów przyrządów pomocniczych. Wiadomo, jak wielką rolę jeszcze w dawnej fizyce, odgrywały *pompy pneumatyczne;* służą one do wypompowywania, lub ściślej mówiąc, rozrzedzania powietrza lub innego gazu, wypełniającego dane naczynie. Dawniej były w użyciu eksperymentatorów jedynie pompy tłokowe, któremi kosztem ogromnej pracy osiągano rozrzedzenia do ½ *mm* ciśnienia słupa rtęci.

Już w XIX w. skonstruowano pompy rtęciowe, któremi osiągano rozrzedzenia do tysiącznej części *mm*, wymagało to jednak bardzo długiego działania pompy. W XX w. wynaleziono cały szereg nowych metod rozrzedzenia gazów, budując równocześnie coraz doskonalsze pompy, odpowiadające tym metodom. Nowe pompy działają z dużą szybkością i dają możność osiągania rozrzedzeń do jednej stumiljonowej — i nawet jeszcze mniejszej części *mm* ciśnienia słupa rtęci. Wśród zupełnie nowych przyrządów pomocniczych wspomnimy tylko o cudownej lampie katodowej, znajdującej szerokie zastosowanie jako detektor i wzmacniacz w komunikacji radjowej. Lampa ta może służyć jako prostownik prądów zmiennych i generator drgań elektrycznych.

Rozwój metod doświadczalnych pozwolił urzeczywistnić cały szereg zjawisk, których możliwości nauka była wprawdzie bardziej lub mniej pewna, nie była jednak w stanie ich zrealizować. Oto przykład. W XIX w. udało się skroplić, a nawet zestalić wszystkie substancje, które w zwykłej, np. pokojowej, temperaturze znajdują się w stanie gazowym. Osiągnięto przytem temperaturę -190^0 C. i skroplono a następnie zestalono wszystkie gazy, z wyjątkiem wodoru i helu. W XX wieku zdobycze w dziedzinie niskich temperatur szły w takim tempie, że udało się otrzymać temperaturę $-272{,}2^0$ C., odległej od t. zw. *temperatury bezwzględnego zera* ($-273{,}1^0$ C.) tylko o $0{,}9^0$ C.! Wynik ten osiągnięto w 1925 roku. Na długo przedtem skroplono, a następnie zestalono wodór, wreszcie skroplono hel. Wkońcu osiągnięto również zestalenie helu (1926 r.). Jednakże olbrzymie znaczenie realizacji tak zdumiewająco niskich temperatur polega nietylko na stwierdzeniu przez fizykę doświadczalną słuszności dawno przypuszczanej i spodziewanej możliwości skroplenia i zestalenia wszystkich gazów. O wiele ważniejszem jest to, że coraz większe doskonalenie metod otrzymywania coraz to niższych temperatur spowodowało powstanie nowej nauki: *„fizyki niskich temperatur“*, badającej właściwości i zjawiska, zachodzące w martwej materji, w zgoła nowych warunkach, przy temperaturze nietylko niższej od -190^0 C., lecz bardzo bliskiej zera bezwzględnego. W ten sposób prawie wszystkie rozdziały fizyki zostały wzbogacone nieznanemi dotychczas danemi. Otrzymano przytem cały szereg zdumiewających, nowych faktów, częściowo zupełnie niespodziewanych, a nawet wręcz sprzecznych z temi, których oczekiwano. Fizyka XX w. rozszerzyła i w sposób niesłychanie głęboki przekształciła zwłaszcza naukę o *elektryczności i energji promienistej*, przyczem dwa te działy fizyki zespoliły się w jedną, nierozdzielną całość. Głębokie te zmiany wpłynęły przedewszystkiem na *fizykę cząsteczkową*. Bada ona zjawiska, zachodzące w ciałach gazowych, ciekłych i stałych, które nauka usi-

łuje tłumaczyć cząsteczkową budową materji. W związku z tem powstała teorja *budowy atomu,* a w najściślejszym związku z nią — nowa teorja *widm.* Wspomnimy jeszcze o wyjaśnieniu wewnętrznej *budowy kryształów,* co jest jedną z bardziej interesujących zdobyczy fizyki cząsteczkowej. Okazało się, ze budowa ta jest inną, niż przypuszczano dawniej. Pomijamy już inne dziedziny fizyki, na które oddziałały nowe odkrycia i teorje.

Na uboczu znajduje się jedna z największych zdobyczy fizyki współczesnej — *zasada względności.* W tej książce nie będziemy o niej mówić, niemożliwy jest bowiem krótki wykład tej zasady, z drugiej zaś strony istnieje w języku rosyjskim dostateczna ilość książek, poświęconych jej omówieniu [1])

Zdobycze fizyki dały się odczuć i w innych naukach, przedewszystkiem w *chemji* oraz w tej części astronomji, która powstała w ubiegłem stuleciu i znana jest pod nazwą *astrofizyki.*

---

[1]) Niestety nie można tego samego powiedzieć o piśmiennictwie polskiem. (Przyp. tłum.).

ROZDZIAŁ II.

MATERJA, ELEKTRYCZNOŚĆ, ENERGJA I MASA.

§ 1. Materja.

W niniejszym rozdziale nie będziemy początkowo wspominać o nowych poglądach, dotyczących związku lub ściślej mówiąc, identyczności materji i elektryczności. Chwilowo będziemy je uważali za dwa zupełnie odosobnione światy, za jakie je przyjmowano mniej więcej do 1913 roku.

Wszyscy oczywiście wiedzą dobrze, że materja (substancja), z której składają się otaczające nas ciała, jest dwojakiego rodzaju: materja *elementarna* czyli *pierwiastki* oraz *materja złożona,* czyli *związki* (ściślej — związki chemiczne). Często używa się wyrażeń: *ciała* elementarne i złożone. Jednakowoż tego rodzaju oznaczenie jest nieścisłe, bowiem „ciało" jest pojęciem bardziej ogólnem; każde ciało może się składać z wielu różnych substancyj. Pierwiastki składają się z atomów, które do niedawna uważano za bezwzględnie jednakowe dla każdego danego pierwiastka. Wykażemy jeszcze w niniejszym paragrafie, że nie odpowiada to rzeczywistości. Substancje złożone składają się z *cząsteczek,* te ostatnie zaś z atomów tych pierwiastków, których związkiem chemicznym jest dana substancja złożona. Wszystkie cząsteczki danego związku składają się z tej samej liczby atomów odpowiednich pierwiastków. Ponieważ jednak atomy tego samego pierwiastka mogą być niejednakowe, jasnem jest tedy, że cząsteczki jednej i tej samej substancji złożonej mogą się również różnić między sobą. Przekonamy się zresztą, że nie dotyczy to wszystkich związków chemicznych.

Wspominaliśmy, że pierwiastki składają się z atomów, związki zaś z cząsteczek. Musimy tu wprowadzić bardzo ważną poprawkę, dotyczącą przedewszystkiem pierwiastków, znajdujących się w stanie *gazowym.* Okazuje się, że wiele gazów składa się również z *cząsteczek,* nie zaś z poszczególnych atomów. Cząsteczki te zawierają dwa, trzy i większą liczbę atomów, lecz oczywiście tego samego rodzaju, to jest tego samego pierwiastka. Wogóle odróżniamy gazy jednoatomowe, dwuatomowe, trójatomowe i t. d.,

zależnie od liczby atomów w cząsteczce gazu. Bardzo ciekawe są *gazy jednoatomowe*, któremi mogą być oczywiście tylko pierwiastki. Należą do nich gazy stosunkowo niedawno odkryte jako części składowe naszej atmosfery, jak np. *neon*, *argon* (prawie 1% atmosfery), *krypton* i *ksenon:* gazy te noszą nazwę *szlachetnych* (nieczynnych), ponieważ nie łączą się z innemi pierwiastkami i nie są zdolne do reakcyj chemicznych. Do gazów jednoatomowych należą również: 1. *Hel*. Pierwiastek ten jest szczególnie interesujący, i wkrótce będziemy mieli z nim do czynienia. Hel jest tylko 4 razy gęstszy od wodoru. W Ameryce, gdzie zostaje wytwarzany w dużych ilościach, używa się helu do napełniania sterowców. Trudnoby go obecnie zaliczyć do gazów „szlachetnych", gdyż w 1926 r. wykryto związki helu z rtęcią. 2. *Emanacja*[1]), pierwiastek promieniotwórczy gazowy, prawie napewno szlachetny. 3. *Pary metali*. Udowodniono jednoatomowość w wypadku par rtęci, sodu, potasu i kadmu. Zachodzi duże prawpodopobieństwo, że pary wszystkich metali zawierają jedynie niewielką ilość cząsteczek dwu- i wieloatomowych.

Do *dwuatomowych gazowych* (w zwykłej temperaturze) *pierwiastków* należą: wodór, tlen, azot, chlor i pary bromu i jodu. Istnieją oczywiście *dwuatomowe* gazy *złożone*, t. j. nie pierwiastki, jak nprz. tlenek węgla (jeden atom węgla i jeden atom tlenu), tlenek azotu (jeden atom azotu i jeden atom tlenu), chlorowodór (po jednym atomie chloru i wodoru).

Rozróżniamy cząsteczki *heteropolarne i homeopolarne*. Heteropolarne (różnobiegunowe) cząsteczki składają się z dwu części, które, jak się później przekonamy, są naładowane różnoimiennemi ładunkami elektrycznemi. Przyczynia się to do zaakcentowania ich charakteru „biegunowego"; mają bowiem jakgdyby dwa przeciwległe bieguny. Tego rodzaju cząsteczki powstają z atomów dwu pierwiastków, znacznie różniących się własnościami chemicznemi, znajdujących się zatem (p. § 2 niniejszego rozdziału) w bardzo od siebie odległych grupach tablicy Mendelejewa. Typowym przykładem cząsteczki heteropolarnej jest nprz. cząsteczka soli kuchennej, składająca się z jednego atomu metalu sodu i jednego atomu chloru, z których sód ma ładunek elektryczny dodatni, chlor zaś—ujemny. Natomiast cząsteczki homeopolarne (jednakowobiegunowe) nie posiadają tych właściwości. Należą do nich cząsteczki wyżej przytoczonych pierwiastków gazowych, t.j. wodoru, azotu, tlenu, chloru i t.d. Następnie, związki pierwiastków o pokrewnych własnościach chemicznych, jak nprz. cząsteczka, składająca się z dwu atomów chloru i dwu atomów bromu (chlor i brom znajdują się w tej samej grupie tablicy Mendelejewa i mają bardzo

---

[1]) Zwany również radonem. (Przyp. tłum.).

podobne własności chemiczne). Należą tu również cząsteczki, składające się z grup atomów, jak nprz. cząsteczka etanu, zawierająca dwa atomy węgla i sześć atomów wodoru.

Ostatnio dokonano bardzo ciekawego odkrycia, które wykazało, że w pewnych gazach jednoatomowych tworzą się nieustannie cząsteczki dwuatomowe, które jednakowoż są bardzo nietrwałe, i z tego powodu szybko się rozpadają na poszczególne atomy. To też ogólna liczba cząsteczek dwuatomowych w tego rodzaju gazie „jednoatomowym" pozostaje stosunkowo bardzo mała. Istnienie cząsteczek dwuatomowych udowodniono np. dla helu i pary rtęci. Rozpatrzymy później (rozdz. III, § 4) zjawiska, które do tego wniosku prowadzą. Do *pierwiastków* gazowych *trójatomowych* należą nprz. *ozon,* którego cząsteczka składa się z trzech atomów tlenu. Z pośród *wieloatomowych* — wymienimy tylko *parę siarki,* której cząsteczki mogą zawierać bardzo rozmaite liczby atomów, dochodzące do *ośmiu.*

Ciężary atomów różnych pierwiastków różnią się znacznie od siebie. Początkowo porównywano ciężary wszystkich atomów z ciężarem atomu wodoru, przyjętym za jednostkę. Okazało się przytem, że ciężar atomu tlenu jest nieco mniejszy od 16. W chwili obecnej jednostka ciężaru atomu została zmieniona, umówiono się mianowicie, że ciężar atomu tlenu równa się 16, t. j. za jednostkę ciężaru atomu przyjęto $^1/_{16}$ ciężaru atomu tlenu. Otrzymane w ten sposób liczby nazywamy *ciężarem atomowym* odpowiednich pierwiastków. Tak więc ciężar atomowy tlenu przyjęty został za 16. Stąd wynika, że *ciężar atomowy wodoru wynosi 1,0078.* Ciężary atomowe wszystkich innych pierwiastków zostały przez chemików bardzo starannie wyznaczone, przyczem dla pewnych pierwiastków, np. helu, węgla, azotu i siarki, otrzymano liczby, które w granicach dokładności dokonywanych pomiarów były liczbami całkowitemi. Dla większości pierwiastków, ciężary atomowe były jednak liczbami z *ułamkami,* o tak znacznej części ułamkowej, że nie można jej było zupełnie wytłumaczyć niedokładnością pomiarów. Przytoczymy dwa przykłady: ciężar atomowy chloru wynosi 35,46, rtęci—200,6. Liczby te zostały wyznaczone przez wielu uczonych z taką dokładnością, że wątpliwości mogą dotyczyć tylko drugiego znaku dziesiętnego. Lecz oto w 1918 roku uczony angielski F. W. Aston dokonał bardzo doniosłego odkrycia, wyróżnionego nagrodą Nobla, dowodząc, że jeśli przyjąć ciężar atomowy tlenu za 16, *to ciężary atomowe wszystkich innych pierwiastków będą liczbami całkowitemi.* W takim razie jednak, jak wytłumaczyć niewątpliwe ułamki, których przykłady przytoczyliśmy wyżej? Okazuje się, jak to już wspominaliśmy, że w wielu pierwiastkach atomy są nie jednakowe, że należy

odróżniać jakgdyby *różnego rodzaju atomy jednego i tego samego pierwiastka*, przyczem liczba tych rodzajów dochodzi do *jedenastu* (np. dla cyny). Jeśli zebrać jednakowe atomy w oddzielne gromadki, wówczas otrzymamy *różne odmiany tego samego pierwiastka*, które nazywamy jego *izotopami;* nazwę tę wprowadził Soddy w 1913 r. Ciężary atomowe tych właśnie izotopów są liczbami całkowitemi; zbiór izotopów danego pierwiastka stanowi t. zw. *plejadę*. Jako przykład mogą służyć chlor i rtęć. Ciężar atomowy chloru wynosi, jak już wiemy, 35,46. Okazuje się, że *chlor ma dwa izotopy*, że istnieją dwa różne „chlory", których ciężary atomowe wynoszą 35 i 37. Chlor, który znamy z chemji, jest *mieszaniną dwu izotopów*, w której, jak wskazuje liczba 35,46, znaczną przewagę ma odmiana chloru o ciężarze atomowym równym 35. Rtęć, z którą mamy do czynienia nietylko w chemji i w fizyce, lecz i w życiu codziennem (termometry, barometry rtęciowe), posiada ciężar atomowy 200,6. Aston wykazał (1926 i 1927), że *rtęć ma 7 izotopów*, t. j., że istnieje 7 różnych „rtęci", co wobec nieużywania nazwy tego pierwiastka w liczbie mnogiej, brzmi dość dziwnie; ciężary atomowe tych izotopów są: 196, 198, 199, 200, 201, 202 i 204. Nie wszystkie jednak pierwiastki mają izotopy, np. wodór, hel, węgiel, azot, tlen, fosfór, sód nie posiadają izotopów. Zwykły ciężar atomowy jest *wartością przeciętną* ciężarów wszystkich atomów tych odmian, z których składa się dany pierwiastek. W praktyce chemicznej mamy do czynienia tylko z tym ciężarem atomowym, zazwyczaj podanym w tablicach chemicznych. Należałoby obecnie nadać mu nazwę specjalną, ciężar atomowy np. *praktyczny, mieszany lub tablicowy.*

Do zagadnienia izotopów wrócimy jeszcze (rozdz. XI.); rozpatrzymy je wtedy bardziej szczegółowo, zwłaszcza izotopy ciał promieniotwórczych. Obecnie (1927) zostało udowodnione, że zachodzą odchylenia od prawa liczb całkowitych Astona; najciekawszym jest przytoczony wyżej przykład ciężaru atomowego wodoru 1,0078; odchylenie niewielkie, lecz niewątpliwe. Istnieją i inne tego rodzaju odchylenia, lecz sprawa ta zaczęła się wyjaśniać dopiero w 1927 r. W dalszym ciągu poznamy niesłychanie ciekawe wytłumaczenie odchyleń ciężarów atomowych od liczb całkowitych.

Ciężarem cząsteczkowym związku chemicznego nazywamy ciężar jednej cząsteczki, równy sumie ciężarów atomów, z których się ta cząsteczka składa. Przy obliczaniu ciężarów cząsteczkowych, gdy nie wymaga się zbyt wielkiej dokładności, można przyjąć ciężar atomowy wodoru za jedność. Tak więc ciężar cząsteczkowy *wody* wynosi 18 [jeden atom tlenu (16) i dwa atomy wodoru]. Jeśli związek chemiczny zawiera pierwiastki, które mają izotopy, wówczas cząsteczki tego związku są niejednakowe, lecz

istnieją różne ich odmiany. Dla przykładu weźmy *sól kuchenną*, której cząsteczka składa się z jednego atomu chloru i jednego atomu metalu sodu: *tablicowe* ciężary atomowe tych pierwiastków są odpowiednio 35,46 i 23,0 (sód nie posiada izotopów), zatem ciężar cząsteczkowy soli kuchennej wynosi $35{,}46 + 23{,}0 = 58{,}46$. W rzeczywistości jednak niema cząsteczek o ciężarze 58,46. Nasuwa się oczywiście przypuszczenie, że sól kuchenna posiada dwa rodzaje cząsteczek, przyczem jedne zawierają atom chloru o ciężarze 35, drugie zaś o ciężarze 37. Tak więc ciężar pierwszych jest $35 + 23 = 58$, natomiast drugich $37 + 23 = 60$. Gdybyśmy potrafili oddzielić je od siebie, wówczas mielibyśmy *dwa rodzaje soli kuchennej;* można udowodnić, że gęstości tych soli byłyby w stosunku ich ciężarów cząsteczkowych, t. j. jak 58 : 60 lub jak 29 : 30, t. j. różniłyby się od siebie więcej niż o 3%!

Ciężar cząsteczkowy *pierwiastków dwuatomowych (gazów)* jest oczywiście równy podwojonemu ciężarowi atomowemu. Tak więc ciężar cząsteczkowy wodoru jest 2 lub dokładniej 2,0156; ciężar cząsteczkowy tlenu $16 \times 2 = 32$, chloru $35{,}46 \times 2 = 70{,}92$.

Przypomnijmy jeszcze, że *gram-cząsteczką* dowolnego ciała nazywamy taką jego ilość, że ciężar jej, wyrażony w gramach, jest liczbowo równy praktycznemu ciężarowi cząsteczkowemu tego ciała.

Tak nprz. gram-cząsteczka wodoru równa jest 2 *gr* tego gazu (dwuatomowego); gram-cząsteczka tlenu równa jest 32 *gr* tlenu; dla wody gram-cząsteczka wynosi 18 *gr*, dla soli kuchennej 58,46 *gr*. W wypadku gazów *jednoatomowych* mówimy o *gram-atomie:* tak nprz. gram-atom helu równy jest 4 *gr* tego gazu.

Wreszcie przypomnijmy jeden z ważniejszych faktów, że gram-cząsteczka jakiegokolwiek ciała zawiera jedną i tę samą *liczbę cząsteczek*, którą oznaczymy literą N. Liczba ta nazywa się liczbą A v o g a d r y lub liczbą A v o g a d r y - M i l l i k a n a, ponieważ uczony amerykański R. A. M i l l i k a n dokonał (1911) najdokładniejszego wyznaczenia tej liczby. Wynosi ona:

$$N = 6.062 \times 10^{23} \quad (1)$$

t. j. składa się z 24 cyfr! Olbrzymią tę liczbę, którą otrzymamy, mnożąc miljard przez miljard przez sześćset tysięcy, można zilustrować w sposób następujący. Weźmy jedną dwudziestotysięczną część gram-cząsteczki dowolnego gazu; zawiera ona w przybliżeniu

$$n = \frac{1}{20.000} N = 3 \times 10^{19}, \quad (2)$$

cząsteczek i zajmie przy 0^0 i normalnem ciśnieniu atmosferycznem objętość nieco większą od jednego centymetra sześciennego; jest to objętość niewielkiego naparstka. Zamknijmy gaz ten w maleńkiem naczyniu, posiadającem drobniutki otworek w jednej ze ścianek; wyobraźmy sobie, że wypuszczamy nazewnątrz w ciągu *każdej sekundy miljon cząsteczek*. Bez trudu obliczymy, że cały centymetr sześcienny gazu będzie wypuszczony w ciągu *jednego miljona lat!* Przykład ten wskazuje, jak wielka jest liczba cząsteczek, zawarta w tak małej objętości gazu, i jak niezmiernie małe są cząsteczki. Będzie to jeszcze bardziej widocznem, jeśli weźmiemy pod uwagę, że we wskazanych warunkach cząsteczki zajmują tylko niewielką część centymetra sześciennego, gdyż w stosunku do swej wielkości są w znacznych od siebie odległościach. Dowodzi tego fakt, że przy silnem oziębianiu i ściskaniu, objętość gazu może być ogromnie zmniejszona, np. w pewnych wypadkach do tysiącznej części objętości w warunkach normalnych.

§ 2. Układ Mendelejewa.

Niedawne to stosunkowo czasy, gdy układ perjodyczny pierwiastków, wielkie odkrycie, które w końcu sześćdziesiątych lat XIX wieku okryło nieśmiertelną sławą swego autora, D. I. Mendelejewa[1]), oraz naukę rosyjską, jedynie zrzadka było wymieniane nawet w obszernych podręcznikach fizyki. Układu tego nie rozpatrywano szczegółowo i nie przytaczano w całości; nie odgrywał on w fizyce żadnej wydatniejszej roli, zaliczano go bowiem całkowicie do chemji. Począwszy jednak od 1913 r., zagadnienie układu Mendelejewa weszło całkowicie w obręb *fizyki*, która nietylko szeroko zeń korzysta, lecz potrafiła również wykryć prawdziwe znaczenie owych tworzących układ *okresów* poziomych i *kolumn* pionowych. Nie jest to jednak wszystko: *fizyce* zawdzięczamy całkowite wytłumaczenie perjodyczności własności chemicznych pierwiastków oraz, co jest szczególnie doniosłe, wielu odchyleń od elementarnego schematu, który spotykamy w tablicy. Lecz rzeczą najważniejszą i najbardziej uderzającą jest raczej to, że fizyka zdołała z całą dokładnością wskazać nietylko ogólną liczbę wszystkich istniejących pierwiastków (od wodoru do uranu), lecz np. również liczbę t. zw. ziem rzadkich.

Pierwiastki umieszczone są w tablicy Mendelejewa w określonym porządku, począwszy od pierwszego, wodoru, do ostatniego, uranu (metal).

---

[1]) Sławę tego odkrycia dzieli Mendelejew z Lotarjuszem Meyer'em, który prawie równocześnie doszedł do tych samych wyników. (Przyp. tłum.).

Wszystkie pierwiastki można kolejno ponumerować. Jednakże tego rodzaju numeracja miałaby do 1913 r. charakter jedynie przypadkowy i chwilowy, każdorazowe bowiem wykrycie nowego pierwiastka spowodowałoby zmianę, mianowicie powiększenie o jedność numerów pierwiastków, znajdujących się w tablicy Mendelejewa na dalszem miejscu od pierwiastka nowego. Numer pierwiastka nie mógł być oczywiście uważany za jego cechę charakterystyczną; tembardziej więc nie podejrzewano zgoła jakiegokolwiek związku pomiędzy tym numerem a *liczbową* wartością którejkolwiek wielkości, charakteryzującej chemiczne bądź fizyczne własności danego pierwiastka.

Zasadnicza zmiana nastąpiła dopiero w 1913 r. Młody uczony angielski Moseley (poległ na wojnie) udowodnił w dwu nieśmiertelnych pracach, że *w szeregu pierwiastków od wodoru do uranu istnieją tylko 92 pierwiastki, i że zapomocą promieni röntgenowskich możliwem jest wyznaczenie numeru każdego ze znanych pierwiastków* (p. rozdz. V, § 2). Jednocześnie poznano oczywiście ogólną liczbę i numery pierwiastków jeszcze nie wykrytych. Okazało się w ten sposób, że każdemu pierwiastkowi odpowiada zupełnie określona liczba, która nazywa się jego *numerem* lub *liczbą porządkową* (mówi się również czasem o numerze atomowym). Numer porządkowy, który oznaczać będziemy symbolem Z, odgrywa doniosłą rolę w nauce współczesnej. Jego istotne, czysto fizyczne znaczenie poznamy, rozpatrując budowę atomu, metodę, zaś, którą posługiwał się Moseley dla wyznaczenia numerów porządkowych pierwiastków — w rozdz. V, poświęconym nowym odkryciom w dziedzinie promieni Röntgena.

Każdy pierwiastek oznaczamy jedną lub dwiema literami łacińskiemi, a mianowicie, prawie zawsze pierwszemi literami ich nazw łacińskich (nprz. miedź — Cu od cuprum) lub w innym języku, jeżeli nazwy te nie są we wszystkich językach jednakowe. Odnosi się to wogóle do pierwiastków, wykrytych w ubiegłem i bieżącem stuleciu; lecz i tu są wyjątki, ponieważ niektóre nowe pierwiastki otrzymały różne nazwy w różnych krajach. Dążeniem naszem jest, aby książka niniejsza była dostępna również dla czytelników, których interesują nowe zdobycze fizyki, ale którzy zdążyli już jednak gruntownie zapomnieć szkolne wiadomości z chemji, i nie pamiętają chemicznych symbolów pierwiastków. Tablica Mendelejewa w jej współczesnym stanie, którą podajemy niżej, będzie dla tych czytelników mało zrozumiałą. W braku miejsca jednak nie można tam umieścić nazw pierwiastków. To też dla wygody tej kategorji czytelników podajemy inną jeszcze tablicę, zawierającą nazwy pierwiastków, ich skróty chemiczne, numer porządkowy Z oraz ciężar atomowy A. Po-

dajemy w tej tablicy nie wszystkie pierwiastki, ograniczając się przedewszystkiem do ogólnie znanych, następnie zaś do tych, z któremi będziemy się spotykać w dalszym ciągu tej książki./

W tablicach podane są ciężary atomowe średnie, t. j. przeciętne wartości, które otrzymujemy przy zwykłem wyznaczaniu tych wielkości (sposobami chemicznemi). Odnosi się to oczywiście tylko do tych pierwiastków, które mają izotopy, w pozostałych wypadkach podane w tablicach ciężary atomowe są liczbami całkowitemi lub bardzo nieznacznie od nich się różnią. Liczby te stanowią istotną wartość tej wielkości w założeniu, że ciężar atomowy tlenu przyjęty jest za 16. Tablica 1 Mendelejewa nasuwa szereg uwag, które ponumerujemy, aby można było wygodnie się na nie powoływać; przekonamy się później, jak wielką rolę odegrały uwagi te w fizyce współczesnej.

1. Zbiór 92 pierwiastków od wodoru (H) do uranu (U), rozpada się na dziewięć *kolumn*, od I do VIII, oraz kolumnę *zerową (0)*, zawierającą gazy jednoatomowe. Grupy te tworzą kolumny *pionowe*. Kolumnę zerową umieszcza się często na początku tablicy, t. j. z lewej strony przed kolumną I. Jednakowoż, z punktu widzenia współczesnej teorji budowy atomów (ob. rozdz. IV), właściwsze jest umieszczenie kolumny zerowej po kolumnie VIII. Każda z pierwszych *siedmiu* kolumn zawiera zkolei dwie podkolumny, oznaczone literami *a* i *b*. *Wszystkie pierwiastki, należące do jednej i tej samej podkolumny, posiadają bardzo zbliżone własności chemiczne.* Będziemy później do nazwy pierwiastka dodawać w nawiasach jego numer porządkowy, co umożliwi szybkie odnalezienie go w tablicy Mendelejewa, oraz jego symbol chemiczny, nprz. brom (35, Br).

2. Poza podziałem pierwiastków na kolumny pionowe i podgrupy, są one jeszcze *uszeregowane w poziomo ułożone okresy*, których liczba równa się *siedmiu*. Następnie widzimy jeszcze podział na poziome *szeregi*, których ogólna liczba wynosi 10. Pierwsze trzy okresy oraz siódmy zawierają po jednym szeregu, czwarty, piąty i szósty — po dwa szeregi. Pierwszy szereg szóstego okresu zawiera dwa wiersze. Liczba pierwiastków, zawartych w poszczególnych okresach, jest następująca:

Okresy	I	II	III	IV	V	VI	VII	
Liczba pierwiastków	2	8	8	18	18	32	6	(3)

Okres siódmy należy uważać za niedokończony. Nie znamy pierwiastków, których ciężar atomowy byłby większy od ciężaru atomowego uranu (238,13). Jednakże nie można zaprzeczyć możliwości ich istnienia. Liczby porządkowe Z tych pierwiastków byłyby większe od 92.

TABLICA 1.

Układ perjodyczny pierwiastków (1928 r.) D. I. Mendelejewa.

Okresy	Szeregi	Kolumna I a b	Kolumna II a b	Kolumna III a b	Kolumna IV a b	Kolumna V a b	Kolumna VI a b	Kolumna VII a b	Kolumna VIII	(0)
I	1	1 H 1,0078								2 He 4,002
II	2	3 Li 6,940	4 Be 9, 02	5 B 10,82	6 C 12,000	7 N 14,008	8 O 16,0000	9 F 19,00		10 Ne 20,18
III	3	11 Na 22,997	12 Mg 24,32	13 Al 26,97	14 Si 28,06	15 P 31,02	16 S 32,06	17 Cl 35,457		18 A 39,94
IV	4	19 K 39,104	20 Ca 40,07	21 Sc 45,10	22 Ti 47,90	23 V 50,95	24 Cr 52,01	25 Mn 54,93	26 Fe 55,84 27 Co 58,94 28 Ni 58,69	
	5	29 Cu 63,57	30 Zn 65,38	31 Ga 69,72	32 Ge 72,60	33 As 74,96	34 Se 79,2	35 Br 79,916		36 Kr 82,9
V	6	37 Rb 85,45	38 Sr 87,63	39 Y 88,93	40 Zr 91,22	41 Nb 93,5	42 Mo 96,0	43 Ma	44 Ru 101,7 45 Rh 102,9 46 Pd 106,7	
	7	47 Ag 107,880	48 Cd 112,41	49 In 114,8	50 Sn 118,70	51 Sb 121,76	52 Te 127,5	53 J 126,93		54 Xe 130,2
VI	8	55 Cs 132,81	56 Ba 137,36	57 La 138,90	58 Ge 140,13	59 Pr 140,92	60 Nd 144,27 61 *	62 Sm 150,43	63 Eu 152,0 64 Gd 157,3 65 Tb 159,2	66 Dy 162,46
		67 Ho 163,5 68 Er 167,64	69 Tu 169,4 70 Yb 173,5	71 Lu 175,0	72 Hf 178,6	73 Ta 181,5	74 W 184,0	75 Re 186,3	76 Os 190,9 77 Ir 193,1 78 Pt 195,23	
	9	79 Au 197,2	80 Hg 200,61	81 Tl 204,39	82 Pb 207,21	83 Bi 209,00	84 Po 210,0	85*		86 Em 222,0
VII	10	87* —	88 Ra 225,97	89 Ac (227)	90 Th 232,12	91 Pa (231)	92 U 238,13			

TABLICA 2.

Liczba porządkowa *Z*	Nazwa	Symbol	Ciężar atomowy *A*	Liczba porządkowa *Z*	Nazwa	Symbol	Ciężar atomowy *A*
1	Wodór	H	1,0078	42	Molibden	Mo	96,0
2	Hel	He	4,002	44	Ruten	Ru	101,7
3	Lit	Li	6,940	45	Rod	Rh	102,9
5	Bor	B	10,82	46	Pallad	Pd	106,7
6	Węgiel	C	12,000	47	Srebro	Ag	107,880
7	Azot	N	14,008	48	Kadm	Cd	112,41
8	Tlen	O	16,0000	50	Cyna	Sn	118,70
9	Fluor	F	19,000	51	Antymon	Sb	121,76
10	Neon	Ne	20,18	52	Tellur	Te	127,5
11	Sód	Na	22,997	53	Jod	J	126,93
12	Magnez	Mg	24,32	54	Ksenon	Xe	130,2
13	Glin	Al	26,97	55	Cez	Cs	132,81
14	Krzem	Si	28,06	56	Bar	Ba	137,36
15	Fosfór	P	31,02	57	Lantan	La	138,90
16	Siarka	S	32,06	72	Hafn	Hf	178,6
17	Chlor	Cl	35,457	73	Tantal	Ta	181,5
18	Argon	A	39,94	74	Wolfram	W	184,0
19	Potas	K	39,104	76	Osm	Os	190,9
20	Wapń	Ca	40,07	77	Iryd	Ir	193,1
24	Chrom	Cr	52,01	78	Platyna	Pt	195,23
25	Mangan	Mn	54,93	79	Złoto	Au	197,2
26	Żelazo	Fe	55,84	80	Rtęć	Hg	200,6
27	Kobalt	Co	58,94	81	Tal	Tl	204,39
28	Nikiel	Ni	58,69	82	Ołów	Pb	207,21
29	Miedź	Cu	63,57	83	Bizmut	Bi	209,00
30	Cynk	Zn	65,38	84	Polon	Po	210,0
33	Arsen	As	74,96	86	Emanacja	Em	222,0
34	Selen	Se	79,2	88	Rad	Ra	225,97
35	Brom	Br	79,916	89	Aktyn	Ac	(227)
36	Krypton	Rr	82,9	90	Tor	Th	232,12
37	Rubid	Rb	85,45	91	Protaktyn	Pa	(231)
38	Stront	Sr	87,63	92	Uran	U	238,13
40	Cyrkon	Zr	91,22				

Jeśli rozpatrzeć pierwiastki kolejno według rosnących liczb porządkowych, wówczas, jak widzieliśmy, w każdym okresie powtarzają się zbliżone własności chemiczne; stąd nazwa układu *perjodycznego*. Umożliwia to przewidywanie własności pierwiastków jeszcze nie odkrytych, czego też, jak powszechnie wiadomo, dokonał D. I. Mendelejew. W ten sposób można np. przewidzieć, że nieznany jeszcze pierwiastek o liczbie porządkowej 85 powinien należeć do chlorowców: fluor (9, F), chlor (17, Cl), brom (35, Br), jod (53, J).

3. Z pośród 92 pierwiastków, które muszą istnieć od wodoru (1, H) do uranu (92, U) były znane do 1925 r. 87, pozostałe zaś o liczbach porządkowych 43, 61, 75, 85 i 87, nie były jeszcze wtedy wykryte. Na wiosnę 1925 r. uczeni berlińscy W. Noddack, Ida Tacke i O. Berg wykryli dwa nowe pierwiastki o liczbach porządkowych 43 i 75, które ze względu na swe własności chemiczne muszą być zbliżone do manganu (25, Mn). Nazwano je *masurium* (43, Ma) i *rhenium* (75, Re). Pozostałe trzy numery (61, 85 i 87) zostały w naszej tablicy oznaczone gwiazdkami. W ciągu ostatnich lat ukazywały się niejednokrotnie prace różnych uczonych, którzy utrzymują, że wykryli ślady również i tych pierwiastków. Jednakże realność tych odkryć jest jeszcze chwilowo bardzo wątpliwa. Uczeni, którzy utrzymują, że wykryli pierwiastek 61, nazwali go illinjum, inni zaś — florencjum; dotychczas jednak sprawa istnienia tego pierwiastka nie może być uważana za ostatecznie rozstrzygniętą.

4. Pewne podkolumny pierwiastków mają swe specjalne nazwy, które tu podajemy, będziemy ich bowiem często używali.

Kolumna I, a. Lit (3, Li), sód (11, Na), potas (19, K), rubid (37, Rb) i cez (55, Cs) noszą nazwę *metali alkalicznych*. Widać z tablicy, że nieznany chwilowo pierwiastek 87 należy do metali alkalicznych.

Kolumna II, a. Należą do niej, między innemi, magnez (12, Mg), wapń (20, Ca), stront (38, Sr), bar (56, Ba) i rad (88, Ra), które noszą nazwę *metali ziem alkalicznych*.

Kolumna III. Nie będziemy przytaczali należących do tej grupy pierwiastków, które noszą czasami nazwę *ziem*. Należą do nich glin (13, Al), oraz t. zw. *ziemie rzadkie*, o których będzie mowa niżej. Odegrały one, jak się czytelnicy dowiedzą w dalszym ciągu, ważną rolę w powstaniu teorji budowy atomu.

Kolumna VII, b. Fluor (9, F), chlor (17, Cl), brom (35, Br), jod (53, J) noszą nazwę *chlorowców*. Widać z tablicy, że nieznany pierwiastek 85 powinien należeć do chlorowców.

Kolumna zerowa. Pierwiastki jednoatomowe, które do niej należą, zostały

już poprzednio wyszczególnione i nazwane *gazami nieczynnemi*. Wartoby już zrezygnować z przestarzałej nazwy gazów „szlachetnych“ [1]).

5. Porównywając ciężary atomowe A z liczbą porządkową Z, widzimy, że dla niewielkich Z w przybliżeniu, a czasami nawet zupełnie ściśle liczba porządkowa równa się połowie ciężaru atomowego, tak więc mamy

$$Z = \frac{1}{2} A; \tag{4}$$

np. węgiel (6, C), azot (7, N), tlen (8, O), neon (10, Ne), krzem (14, Si), siarka (16, S), wapń (20, Ca). Im większe są Z i A, tem bardziej ciężar atomowy A przewyższa $2Z$; dla uranu mamy już $A = 2{,}6\ Z$.

6. Jeśli przyjrzymy się wszystkim poziomym szeregom pierwiastków w porządku liczb rosnących od 1 do 92, wówczas stwierdzimy, że wraz *ze wzrostem liczby porządkowej rośnie również ciężar atomowy* pierwiastka. Jednakże w czterech miejscach tablicy widzimy, że wzrostowi liczby porządkowej o jedność odpowiada zmniejszenie się a nie wzrost ciężaru atomowego, a mianowicie:

	Liczba porządkowa Z	*Ciężar atomowy A*	
Argon (Ar)	18	39,94	
Potas (K)	19	39,104	
Kobalt (Co)	27	58,94	
Nikiel (Ni)	28	58,69	
Tellur (Te)	52	127,5	(5)
Jod (J)	53	126,93	
Tor (Th)	90	232,1	
Protaktyn (Pa)	91	231	

Zmniejszenie ciężarów atomowych nie jest wielkie, jednak zachodzi niewątpliwie. Odchylenia te nie dały się do niedawna wytłumaczyć. Przekonamy się jednak, że współczesna teorja izotopów podała wreszcie ich przyczynę.

7. Rozpatrując tablicę I, widzimy, że jeśli weźmiemy jednocześnie pewien poziomy szereg oraz pewną podgrupę, to odpowiada im prawie zawsze jeden i tylko jeden pierwiastek, znajdujący się na przecięciu danego szeregu i danej podgrupy. Weźmy np. rząd 7-my i podgrupę IVb; na przecięciu znajduje się cyna (50, Sn). Istnieją jednak dwa ważne wyjątki, a mianowicie:

---

[1]) Używam jednak w tekście nazwy gazów szlachetnych, jako ogólnie przyjętej w polskiej terminologji naukowej. (Przyp. tłum.).

1) Wyjątek taki stanowią wszystkich dziewięć pierwiastków, zawartych w grupie VIII, która nie dzieli się na podgrupy. Widzimy tutaj w trzech miejscach zamiast jednego — trzy pierwiastki, są to tak zwane *triady*. Składniki każdej triady pod względem swych własności chemicznych, częściowo zaś i fizycznych, są bardzo do siebie podobne. Triady te zawierają następujące pierwiastki:

Pierwsza triada:	Żelazo	(26, Fe)	
	Kobalt	(27, Co)	
	Nikiel	(28, Ni)	
Druga triada:	Ruten	(44, Ru)	
	Rod	(45, Rh)	(6)
	Pallad	(46, Pd)	
Trzecia triada:	Osm	(76, Os)	
	Iryd	(77, Ir)	
	Platyna	(78, Pt)	

2) Jeszcze dziwniejszy wyjątek znajdujemy w tablicy na miejscu przecięcia szeregu 8-go i podgrupy III, a. Mamy tutaj zamiast jednego *piętnaście pierwiastków*. Z pośród tych ostatnich, tylko *lantan* (57, La) jest na właściwem miejscu. Pozostałe 14, o liczbach porządkowych od 58 do 71 zostały uwydatnione w czarnej obwódce. Są to t. zw. *ziemie rzadkie*, których nazwy nie są nam w tej chwili potrzebne. Pierwiastek nieznany o liczbie porządkowej 61 należy, jak widać, do tych ziem rzadkich. Wyobraźmy sobie, że wszystkich 15 pierwiastków (od 57 do 71) umieszczono w tem samem miejscu, gdzie się znajduje tylko jeden lantan (57, La); wówczas pierwiastki od 72 (hafn, Hf) do 78 (platyna, Pt) przeszłyby do górnego wiersza ósmego szeregu, dolny zaś wiersz tego szeregu zniknąłby zupełnie. Stąd widzimy, że okresy VI taksamo jak IV i V składają się z dwóch szeregów. Jasną jest rzeczą, że wszystkie trzy triady grupy VIII, ściśle biorąc, należą do grupy VIII, a. Dwa rozpatrywane przez nas wyjątki (triady i ziemie rzadkie) były do niedawna również zagadką. Jednakże postępy współczesnej fizyki umożliwiły ich wyjaśnienie i wytłumaczyły pojawienie się triad i piętnastu pierwiastków tam, gdzie należałoby się spodziewać tylko po jednym pierwiastku.

8. Do 1922 r. pod liczbą porządkową $Z = 72$ znajdował się pierwiastek, który nosi nazwę „tul II“ (tul — nazwa jednej z ziem rzadkich, mianowicie $Z = 69$, Tu) i zaliczał się również do ziem rzadkich. Jednakże w 1922 r. duńscy uczeni Coster i Hevesy w Kopenhadze wykryli nowy pierwiastek, który nazwali hafnem (Hf) (Hafnia — zlatynizowana nazwa Kopenhagi). Pierwiastek ten ma liczbę porządkową $Z = 72$; co się

zaś tyczy jego własności chemicznych, to jest on bardzo zbliżony do cyrkonu (40, Zr), t. j. należy do grupy IV,a; tul II wogóle nie istnieje. Wielkiem zwycięstwem współczesnej fizyki była przepowiednia, że liczba ziem rzadkich powinna wynosić 14 i, że z tego względu pierwiastek $Z = 72$ nie może do nich należeć, lecz powinien się zawierać w grupie IV,a. Do tej sprawy jeszcze wrócimy.

9. Znaczenie układu perjodycznego nie polega jedynie na tem, że własności chemiczne pierwiastków ulegają zmianom perjodycznym wraz ze wzrostem liczby porządkowej. Również *szereg ich własności fizycznych jest w bezpośrednim związku z rozmieszczeniem pierwiastków w układzie perjodycznym.* Należy jednak odróżnić tu dwa przypadki tego rodzaju zależności, mające zgoła odmienny charakter. W *pierwszym przypadku* widzimy, że dana własność fizyczna pierwiastka okazuje bardziej lub mniej wyraźną perjodyczność, zgodną z przebiegiem okresów tablicy Mendelejewa. Należą tutaj np. t. zw. objętość atomowa, t. j. objętość gram atomu (p. wyżej) pierwiastka; następnie spółczynnik ściśliwości objętościowej, spółczynnik rozszerzalności cieplnej, temperatura topnienia, przewodnictwo elektryczne, pewne własności magnetyczne i t. d

W przypadku drugim nie możemy stwierdzić ani śladu perjodyczności zmian pewnych własności pierwiastków. Wielkości fizyczne, które charakteryzują te własności, *ulegają mniej lub więcej stopniowym zmianom,* gdy posuwamy się w kierunku rosnących liczb porządkowych. Przekonamy się później, w jaki sposób fizyka współczesna zdołała wykryć głębokie przyczyny owej zasadniczej różnicy pomiędzy zależnością dwu grup własności *fizycznych* pierwiastków od ich miejsca w układzie perjodycznym.

10. Ostatnie 12 pierwiastków tablicy Nr. 1, od $Z = 81$ do $Z = 92$, są *pierwiastkami promieniotwórczemi;* z pośród tych, pierwiastki $Z = 85$ i $Z = 87$ nie zostały jeszcze odkryte. Promieniotwórczość rozpatrzymy później szczegółowo. Tutaj ograniczymy się tylko do nielicznych uwag. Wszystkie pierwiastki promieniotwórcze mają izotopy, tak więc każdemu z pośród dziesięciu (dwa nie zostały jeszcze odkryte) odpowiada plejada odmian odpowiedniego pierwiastka; liczba tych odmian dochodzi do ośmiu. Pierwsze trzy pierwiastki mają również po jednej odmianie trwałej, t. j. niepromieniotwórczej. Należą tu tal (81, Tl), ołów (82, Pb), i bizmut (83, Bi). Wszystkie odmiany pozostałych siedmiu pierwiastków ($Z = 84$, 86, 88, 89, 90, 91 i 92) są promieniotwórcze.

Rozpatrzyliśmy w dziesięciu punktach dość dokładnie tablicę D. I. Mendelejewa. Jak widzimy z ostatnich słów prawie wszystkich wyszczególnionych punktów, należy wszystko, co wyżej zostało rozpatrzone, rozumieć raczej, jako postawienie *całego szeregu zagadnień.* Zobaczymy póź-

niej, jak fizyka współczesna oświetliła zespół zagadnień, związanych z tablicą Mendelejewa, z jaką przejrzystością i prostotą wytłumaczyła odchylenia, które w tej tablicy spotykamy, usuwając w ten sposób niemiły posmak wątpliwości, wywołany pozornemi lukami jednego z najwspanialszych tworów myśli ludzkiej.

§ 3. Światopogląd molekularno-kinetyczny.

Hipoteza cząsteczkowej budowy materji stanowi jedną z podstaw współczesnego światopoglądu. Nie należy już w tym wypadku mówić właściwie o hipotezie, gdyż prawdopodobieństwo jej zdawna osiągnęło granicę, gdzie hipoteza staje się pewnikiem. To samo da się powiedzieć o *teorji kinetycznej*, która zakłada, że wszystkie części składowe materji są w nieustannym ruchu. Obie te teorje łącznie nazwać można światopoglądem molekularno-kinetycznym. Teorja kinetyczna stosuje się do wszystkich stanów materji: gazowego, ciekłego i stałego; najszczegółowiej jednak została opracowana teorja kinetyczna gazów. Nie będziemy jej tu zresztą omawiać, stanowi bowiem wielką zdobycz naukową drugiej połowy zeszłego stulecia. Niniejszy paragraf ma tylko na celu omówienie nowszych badań, które ostatecznie stwierdziły słuszność teorji kinetycznej.

Przypomnijmy przedewszystkiem zjawisko ruchów Browna. Botanik angielski Robert Brown (1773—1858) wykrył w 1827 r. pod mikroskopem, że maleńkie stałe drobiny, znajdujące się w ciekłych częściach składowych roślin, będąc w nich, jak się zwykło mówić, zawieszone, są w nieustannym ruchu, jakby drgają. Owo drganie, które nazwano ruchem Browna, nigdy nie ustaje i występuje przy wszelkich temperaturach. Ruch ten jest dostrzegalny dla wszystkich dostatecznie maleńkich drobin, znajdujących się w dowolnej cieczy lub gazie, np. w powietrzu. Drgająca drobina może być zarówno cząstką ciała stałego, jak i kropelką cieczy, np. tłuszczu w wodzie, bądź też banieczką dowolnego gazu.

W ciągu XIX w. nie zwrócono prawie żadnej uwagi na zadziwiające wykryte przez Browna zjawisko; było ono całkowicie prawie zapomniane; jego doniosłe znaczenie naukowe wyszło na jaw dopiero w bieżącem stuleciu. Do owego czasu interesowało ono tylko nielicznych uczonych; niektórzy z nich dali następujące tłumaczenie tego zjawiska: cząsteczki cieczy lub gazu wykonywają szybkie nieuporządkowane ruchy, zderzając się ze sobą nieustannie. Przy każdem zderzeniu zmienia się kierunek i prędkość poszczególnych drobin. Ruch ten nazywa się cieplnym, ponieważ

jego energja stanowi część zawartego w ciele ciepła. Zauważmy przy tej okazji, że dalszemi częściami energji cieplnej są: 1-o energja ruchu *obrotowego* cząsteczek, 2-o energja ruchów drgających, zawartych w cząsteczce atomów, t. zw. energja *wewnątrzatomowa.* Zagadnienia energji wewnątrzatomowej nie będziemy tu poruszać. Drobina, zawieszona w cieczy lub gazie, ulega niezliczonym zderzeniom z cząsteczkami, które w swym nieuporządkowanym ruchu postępowym pędzą na nią ze wszech stron. Liczba zderzeń, którym w danej chwili ulegają dwie dowolne przeciwległe części

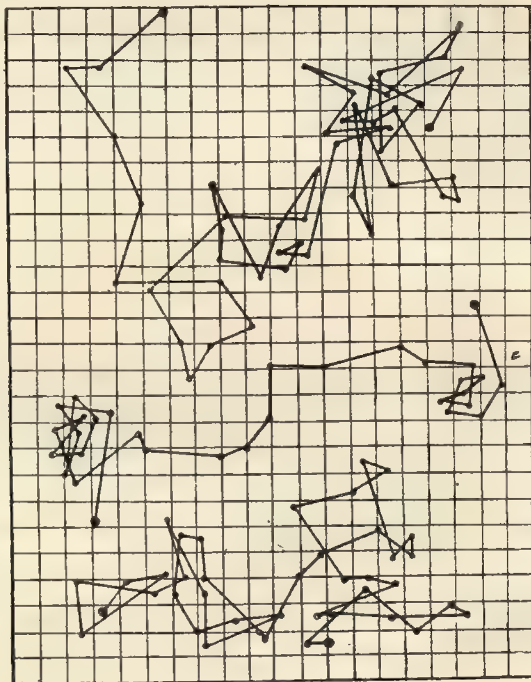


Fig. 1.

drobiny, nie będzie zupełnie jednakowa; uderzenia z jednej strony będą miały pewną przewagę. Pod wpływem tej przewagi, t. j. pchnięcia z jednej strony, ciało większe nie byłoby nawet w sposób widoczny przesunięte ze swego miejsca, gdy tymczasem maleńka drobina zostanie odrzucona wbok. W następnej chwili przewaga okaże się z innej strony, i drobina przesunie się w innym kierunku. W konsekwencji otrzymamy nieprawidłowe drgania drobiny, co w związku z jej bardzo małemi wymiarami przekształci się w ruch zygzakowaty, nieprawidłowy (fig. 1). Jeśli podane tłumaczenie odpowiada rzeczywistości, wtedy jasnem się staje zna-

czenie naukowe ruchów Browna, gdyż unaocznia ono niejako ruchy cząsteczek. Tłumaczenie powyższe było naogół przyjęte w końcu ubiegłego stulecia, jednak dopiero w wieku bieżącym oceniono całkowicie jego doniosłość naukową. Należało teraz przypuszczenie to sprawdzić, bowiem bez sprawdzianu doświadczalnego podane tłumaczenie jest tylko dowcipną, niczem jednakże niepopartą, ani też nieuzasadnioną hipotezą.

Możliwość wspomnianego sprawdzianu powstała dopiero w 1905—1906 roku, gdy Einstein (wówczas w Zurychu) i Smoluchowski (w Krakowie) po raz pierwszy rozpatrzyli zjawisko ruchów Browna teoretycznie. Zanim jednak przejdziemy do prac wspomnianych uczonych, musimy zwrócić uwagę na piękne dzieło uczonego francuskiego Perrina (1909). Podajemy tu wykres Perrina (fig. 1). Zawiera on tory trzech drobin o średnicy równej w przybliżeniu tysiącznej części milimetra. Punkty oznaczają położenia drobin w równych odstępach czasu, mianowicie co 30 sekund; położenia te zostały połączone linjami prostemi. Nie należy jednak sądzić, że drobina rzeczywiście w ciągu 30 *sek*, była w ruchu wzdłuż prostej. Jej ruch istotny był o wiele bardziej skomplikowany od wskazanego na wykresie; każdy z odcinków prostej należy sobie wyobrazić jako złożoną linję łamaną, taką jak cały nasz wykres, z kolei zaś każdy odcinek tej łamanej jako składający się z całego szeregu drobnych zygzaków, odpowiadających drganiom drobiny. Całkowita droga, którą wyobraża wykres, została przebyta w ciągu 25 minut; długość tej drogi, a więc też każdej z prostych części składowych można wyznaczyć na skali rysunku, na którym 320 podziałek siatki odpowiada jednemu milimetrowi, całkowita zaś szerokość wykresu, zawierającego 20 podziałek, stanowi $^1/_{16}$ milimetra. Po tej dygresji możemy przystąpić do omówienia ruchów Browna, które były teoretycznie przewidziane przez Einsteina i Smoluchowskiego

Wyobraźmy sobie mianowicie, że ruch dowolnej drobiny obserwowano w ciągu dłuższego czasu, i że zanotowano długości wszystkich prostych części składowych, przebytych w równych odstępach czasu. Jak widać z fig. 1, długości te są nader różne. Obliczmy *przeciętną długość wszystkich tych części.* Łatwo pojąć, że gdyby dla tej samej drobiny i w tych samych warunkach raz jeszcze zmierzyć wszystkie, nader różne części długiej drogi drobiny, wtedy długość przeciętna wypadłaby niemal dokładnie taka sama. *Przeciętna długość drogi przebytej w danym czasie* (np. w 30 *sek)* przez daną drobinę w danej cieczy przy danej temperaturze powinna być wielkością zupełnie określoną, zależną jedynie od rozmiarów drobiny, od własności cieczy i od temperatury. Einstein i Smolu-

chowski *przewidzieli*, że jeśli ruchy Browna są rzeczywiście wywołane ruchem cieplnym cząsteczek cieczy lub gazu, wówczas muszą niemi rządzić poniższe trzy prawa. Wyznaczmy doświadczalnie przeciętną długość drogi, o jakiej mówiliśmy wyżej, i pomnóżmy przez siebie otrzymaną liczbę jednostek długości (nprz. tysiączne części milimetra). Iloczyn równa się *kwadratowi przeciętnej drogi drobiny*. Trzy wspomniane prawa zasadnicze orzekają, że kwadrat ten musi być:

1. proporcjonalny do temperatury absolutnej (temperatury Celsiusa dodanej do liczby 273,1);
2. odwrotnie proporcjonalny do średnicy drobiny, którą wyobrażamy sobie w postaci kulistej;
3. odwrotnie proporcjonalny do lepkości cieczy, t. j. do t. zw. spółczynnika tarcia wewnętrznego; tarcie wewnętrzne powstaje wtedy, gdy cząsteczki sąsiednie cieczy poruszają się z niejednakową prędkością. Istnieją metody doświadczalne, pozwalające bardzo dokładnie wyznaczyć spółczynnik tarcia wewnętrznego ciał ciekłych i gazowych.

Łatwo zrozumieć, jak wielkie znaczenie naukowe miało *doświadczalne* sprawdzenie tych trzech praw, przewidzianych teoretycznie. Dokonali tego uczony szwedzki Svedberg i już wspomniany przez nas Perrin. W ogólnym zarysie badacze *potwierdzili prawdziwość wszystkich trzech praw*. Szczególnie wielkie jednak znaczenie mają zadziwiające badania doświadczalne uczonych amerykańskich: H. Fletchera (1911), wykonane w laboratorjum R. Millikana, a następnie prace samego Millikana (1913). Zbadali oni po raz pierwszy bardzo dokładnie i bardzo dowcipną metodą ruchy Browna *w gazach*. Obserwacje tych uczonych wypadły zupełnie zgodnie ze wzorem, wyprowadzonym na drodze teoretycznej. Wspomniane wyżej prace teoretyczne i doświadczalne potwierdziły w zupełności prawdziwość przytoczonego wytłumaczenia ruchów Browna. Dowiodły więc one ostatecznie istnienie ruchu cieplnego cząsteczek, stwierdzając w ten sposób, że hipotezy, będące podstawą molekularno-kinetycznego światopoglądu, są pewnikami.

§ 4. Elektryczność.

Wiadomo, że istnieją dwa rodzaje elektryczności, dodatnia i ujemna, które nie powstają niezależnie jedna od drugiej, lecz zawsze jednocześnie i przytem w jednakowych ilościach, t. j. takich, które działają jednakowemi siłami. Siły te natomiast są oczywiście skierowane w strony przeciwne. Mniej więcej do końca ubiegłego wieku przypuszczano, że oba

rodzaje elektryczności, mają zupełnie identyczne własności, za wyjątkiem kierunku sił. Nauka współczesna zmieniła ten pogląd w sposób zasadniczy.

Elektryczność *ujemna* składa się z poszczególnych najdrobniejszych cząsteczek (jakgdyby atomów elektryczności), które noszą nazwę *elektronów*. Elektryczność *dodatnia* składa się również z podobnych cząsteczek, które nazywamy *protonami*. Elektron i proton mają *jednakowe naboje*, t. j. składają się z jednakowych ilości elektryczności. Ciało, posiadające jednakową liczbę elektronów i protonów zupełnie równomiernie rozmieszczonych, wydaje się nienaelektryzowanem, lub, jak będziemy je nazywali, *obojętnem*. Ciało jest naelektryzowane, jeżeli posiada niejednakową liczbę elektronów i protonów, przyczem jest naelektryzowane dodatnio lub ujemnie, zależnie od tego, czy *przewaga liczebna* jest po stronie protonów czy też elektronów.

Musimy już obecnie zwrócić uwagę na jedną bardzo istotną różnicę pomiędzy elektronami i protonami. *Elektrony są ogromnie ruchliwe*, znajdują się wszędzie, czasami pojedyńczo, np. w powietrzu, czasami w olbrzymich masach, które stanowią strumienie elektronów. Prawie wszędzie, gdzie spotkamy pojęcie *ruchomej elektryczności*, mamy faktycznie do czynienia ze strumieniami elektronów. Tak np. istota dobrze znanego zjawiska prądu elektrycznego sprowadza się do ruchu elektronów wewnątrz przewodników. Natomiast *protony* są bardzo *nieruchliwe*, znajdują się w pewnych określonych miejscach materji; szczegóły poznamy w rozdziale o budowie atomu. Pojedyńczych protonów nie spotykamy nawet w powietrzu. Strumienie swobodnych protonów spotykamy tylko w bardzo niewielu zjawiskach, nad któremi nie będziemy się tu zatrzymywali. Możemy obecnie rozstrzygnąć zagadnienie, na czem polega elektryzacja ciała obojętnego, o którem przypuszczamy, że zawiera jednakowe ilości elektronów i protonów. Ponieważ tylko elektrony, nie zaś protony są w ruchu, tem samem więc łatwo to pytanie rozstrzygnąć. *Dodatnia* elektryzacja ciała nie może być spowodowana dopływem protonów z zewnątrz, lecz tylko odpływem części zawartych w ciele elektronów do ciał sąsiednich. Elektryzacja *ujemna* może być jedynie skutkiem dopływu elektronów z zewnątrz, lecz oczywiście nie odpływu protonów od ciała obojętnego. Jako przykład rozpatrzymy znany wypadek elektryzacji przez pocieranie choćby laku o futro, przyczem lak elektryzuje się ujemnie, futro — dodatnio. W tym wypadku mamy skutkiem tarcia przejście elektronów od futra do laku, wobec czego w pierwszem mamy przewagę protonów, w drugim — elektronów. Obraz ten powinien zastąpić stary, gdzie była mowa o rozkładzie wskutek tarcia obojętnej

mieszaniny, znajdującej się we wszystkich ciałach na dwie elektryczności, z których jedna przechodzi do laku, druga — do futra.

Elektron i proton—to bardzo małe i przytem jednakowe ilości dwu rodzajów elektryczności. Do pomiaru tych ilości, t. j. *ładunków elektronu i protonu używamy jednostki ilości elektryczności*, którą wyznacza się w sposób następujący: za jednostkę przyjmujemy taką ilość, która na równą sobie i znajdującą się w odległości 1 *cm* działa z siłą jednej dyny (siła ta równa się ciężarowi 1,02 miligrama). Wyobrażamy sobie przytem obie jednostki niejako skupionemi w dwu punktach. Ta, bardzo nieznaczna w zwykłym sensie słowa, jednostka nazywa się jednostką *elektrostatyczną (el.-st.)*. Bardzo często, zwłaszcza w technice, używa się drugiej jednostki, która jest trzydzieści tysięcy miljonów razy większa, nazywamy ją *jednostką elektromagnetyczną (el.-mg.)*. Przypominamy w tem miejscu, że przy natężeniu prądu 1 ampera przepływa przez dany obwód w każdej sekundzie 0,1 el.-mg. jednostek ilości elektryczności. Ładunek elektronu został wyznaczony przez wielu uczonych (po raz pierwszy w 1897, następnie w 1903). Najdokładniejsze pomiary wykonał Millikan. Pracę swą rozpoczął Millikan w 1908 r., publikując w 1910 r. prowizoryczne i jeszcze niedość ścisłe rezultaty (błąd wynosił 2,5%). Bardziej dokładne pomiary zapomocą nowego, niezwykle pomysłowo skonstruowanego przyrządu wykonał Millikan w latach 1914—1916; i w 1917 r. opublikował ostateczne wyniki. Okazało się, że

$$\left.\begin{array}{l}2{,}095 \text{ miljonów elektronów} = 1 \text{ el.-st. jedn. ilości elektr.}\\ \text{lub}\\ \text{ładunek elektronu} = 4{,}774 \cdot 10^{-10} \text{ el.-st. jedn. ilości elektr.}\end{array}\right\} \quad (7)$$

$\left(10^{-10} = \frac{1}{10^{10}}\right)$.

Widzimy stąd jak maleńkim jest ładunek elektronu oraz równy mu ładunek protonu.

Na podstawie powyższego łatwo obliczyć, że przy natężeniu prądu *1 ampera* przepływa przez obwód w *ciągu sekundy*

$$6{,}288 \text{ tryljonów elektronów}, \quad (8)$$

przyjmujemy przytem tryljon = miljon × miljon × miljon.

Ładunki elektronu i protonu są jednakowe, lecz ich *masy* (które mierzymy ciężarem) są zasadniczo różne. *Masa elektronu* jest obecnie bardzo dokładnie wyznaczoną; okazuje się, że

masa elektronu jest 1840 razy mniejszą od masy atomu wodoru.

W § 1 wskazaliśmy, że *dwa* gramy wodoru zawierają olbrzymią liczbę N *cząsteczek dwuatomowych*, gdzie N jest liczbą Avogadro-Millikana, p. (1). Jasną jest rzeczą, że gram wodoru zawiera taką samą liczbę *atomów* wodoru. Stąd łatwo wyznaczyć liczbę elektronów, których ogólna masa równa się jednemu gramowi. Okazuje się, że

jeden gram elektronów zawiera około 10^{27} elektronów (10)

(cyfra 1 i 27 zer!). O niesłychanej wielkości ładunku jednego grama *ujemnej* elektryczności można powziąć wyobrażenie na podstawie poniższych danych. Siła wzajemnego odpychania dwu elektronów jest bardzo niewielka, będąc odwrotnie proporcjonalną do kwadratu ich wzajemnej odległości. Gdyby nawet odległość dwu elektronów wynosiła *jedną miljonową część milimetra*, to wzajemne odpychanie wynosiłoby w przybliżeniu jedną czterdziestotysięczną część ciężaru miligrama. Jednakże na zasadzie (10) łatwo obliczyć, że dwa gramy elektronów, znajdując się w odległości *miljona kilometrów*, odpychają się z siłą równą ciężarowi dwudziestu miljonów kilogramów Załóżmy, że jeden z nich znajduje się na ziemi, drugi zaś na słońcu (odległość 150 miljonów kilometrów), wówczas siła ich wzajemnego odpychania wynosiłaby 1200 kg. Przypuśćmy dalej, że jeden z tych gramów pozostał na słońcu, drugi zaś na najdalszej ze znanych nam planet, Neptunie[1]) (odległość wynosi 4500 miljonów kilometrów), to i wówczas siła wzajemnego odpychania byłaby większa od jednego kilograma.

Co się tyczy *wymiarów elektronu*, to posiadamy choć nieścisłe, jednak w pewnem przybliżeniu dokładne dane. Przypuszczając, że elektron ma kształt kulisty, otrzymujemy, że na linji o długości jednego milimetra można obok siebie rzędem umieścić dwieście pięćdziesiąt tysięcy miljonów elektronów. Wymiary elektronu są bardzo małe w porównaniu z wymiarami atomu wodoru. Jednakże, gdyby ułożyć w jednym rzędzie elektrony, zawarte w wyżej wspomnianym „gramie elektronów", otrzymalibyśmy łańcuch o długości czterech tysięcy miljonów kilometrów, t. j. 28 razy większy od odległości Ziemi od Słońca!

Nauka dotychczas nie wykryła żadnych zjawisk, które pozwalałyby wnioskować o jakiejkolwiek *budowie elektronu*. Ożywioną dyskusję wywołało w swoim czasie zagadnienie, czy elektron może zmieniać swój kształt, t. j. ulegać zniekształceniom pod wpływem działających nań sił. W chwili obecnej przypuszczamy, że tego rodzaju *zniekształcenia są możliwe*. W 1926 r. powstała teorja *szybko obracającego się* elektronu; odgrywa ona obecnie wielką rolę w zagadnieniu budowy atomu.

---

[1]) W marcu 1930 r. wykryto planetę Pluton, której odległość od słońca jest w przybliżeniu 1½ razy większa od odległości Neptuna. (Przyp. tł.).

Ładunki elektronu i protonu są jednakowe, masy ich jednak różnią się znacznie (p. § 5). Możemy przyjąć, że

masa protonu równa się masie atomu wodoru. (11)

Ściślej mówiąc, masa atomu wodoru równa się masie jednego protonu dodanej do masy elektronu. Ponieważ masa elektronu jest bardzo mała, p. (9), możemy ją pominąć. Z (9) wynika, że

masa protonu jest 1840 razy większa od masy elektronu. (12)

Pomimo dużej jego masy, wymiary protonu muszą być bardzo małe nawet w stosunku do wymiarów elektronu.

Na zakończenie powiemy parę słów o *subelektronach*, o których w ostatnich 18-tu latach pisano bodajże za wiele. Wybitny fizyk eksperymentator, prof. F. Ehrenhaft w Wiedniu opublikował w 1909 r. wyniki swych doświadczeń, mające według niego świadczyć o istnieniu cząsteczek elektryczności ujemnej o ładunku wielokrotnie mniejszym od wyznaczonego przez Millikana ładunku elektronu, p. (7). Cząsteczki te nazwano subelektronami. Minęło już od tej chwili lat 18, spór zaś o ich istnienie nie jest jeszcze zakończony. Ehrenhaft oraz jego uczniowie i współpracownicy z podziwu godnym uporem udowadniają istnienie subelektronów, wykonywając wciąż nowe doświadczenia. Wiele zaś innych uczonych w różnych krajach publikuje prace, usiłujące obalić dowody i rozumowania Ehrenhafta. Należy jednak zauważyć, że prócz tej grupy, nikt, zdaje się, nie wierzy w istnienie subelektronów, a szkoła wiedeńska nie rezygnuje ze swych poglądów mimo przewlekłego sporu.

§ 5. Energja i masa.

W dalszym ciągu będziemy bardzo często mówili o energji i przypominali jednostki, służące do jej pomiaru. Odnoszące się tu zagadnienia są omówione w licznych artykułach popularnych oraz wielu dziełach dydaktycznych, możemy przeto naukę o energji uważać za znaną. Jednakże niektórzy czytelnicy mogą nie pamiętać szczegółów, zwłaszcza nazw *jednostek energji*, które są w użyciu. Z tego powodu uważamy za pożyteczne przypomnieć w sposób zwięzły rzeczy najbardziej istotne.

Powiadamy, że wykonywamy *pracę*, gdy przezwyciężamy jakikolwiek opór, gdy np. podnosimy ciężar. Za jednostkę pracy przyjmujemy *kilogramometr (kgm)*; jest to praca podniesienia jednego kilograma na wysokość jednego metra, przy zachowaniu bardzo istotnego, zazwyczaj

zapominanego warunku, że wspomniany kilogram na początku i na końcu drogi musi posiadać tę samą prędkość lub też pozostawać w spoczynku (prędkość zero). Drugą jednostką pracy, której będziemy często używać, jest *erg;* jest to bardzo nieznaczna praca podniesienia 1,02 miligrama na wysokość jednego centymetra (praca muchy). Miljon ergów nosi nazwę *megaerg,* dziesięć megaergów stanowi *joul,* równy 0,102 *kgm.* O tem, co jest zdolne do wykonania pracy, powiadamy, że posiada zasób *energji,* który zostaje zużyty przy wykonywaniu tej pracy, t. zn., że zasób energji jest właśnie wyznaczony pracą, która może być wykonana przy jego zużyciu. Energja istnieje w różnych postaciach; wspomnijmy tu o rozmaitych odmianach *energji kinetycznej,* t. j. takiej, przy której zdolność do wykonania pracy jest zależna od *ruchu* czegokolwiek. Należy tu energja ciała będącego w ruchu; energja ta jest proporcjonalna do *kwadratu prędkości* ruchu; następnie—ciepło, t. j. energja kinetyczna ruchu cząsteczek i atomów; tutaj też należy prąd elektryczny, którego zdolność do wykonywania pracy jest ogólnie znana; wreszcie energja promieniowania, którego wypadkiem szczególnym jest światło widzialne. Nie będziemy wyszczególniać postaci energji *potencjalnej;* należy do nich przedewszystkiem energja ciał, które się przyciągają lub odpychają (ciążenie powszechne, ładunki elektryczne, magnesy). Rozmaite postacie energji mogą przechodzić jedna w drugą, ogólny zasób energji nie ulega przytem zmianie; na tem polega *zasada zachowania energji.* Jednostką energji jest taka jej ilość, przy zużyciu której zostaje wykonana jednostka pracy. Będzie tedy naturalnem, że jednostkę energji nazywać będziemy taksamo jak jednostkę pracy. W ten sposób jednostkami energji są: erg, megaerg i joul, może nią być również kilogramometr. Do pomiarów energji cieplnej — prościej ilości ciepła — używamy zwykle specjalnej jednostki — kalorji małej (ogrzewa gram wody od $14{,}5^0$ do $15{,}5^0$ C). Okazuje się, że 1 joul równa się 0,24 małych kaloryj; wynika stąd, że jedna kalorja mała równa się 4,2 joula, lub 42 megaergów, lub 42 miljonom ergów. Tysiąc kaloryj małych stanowi kalorję wielką (ogrzewa 1 *kg* wody od 14,5 do $15{,}5^0$ C.).

Każde ciało posiada określoną *masę,* niezależną od miejsca, w którem się to ciało znajduje, tak więc czy to na poziomie morza, na wysokiej górze, na równiku, na biegunach, na księżycu, czy też na słońcu,—masa jest wszędzie jednakowa. Wiadomo, że gdy na ciało swobodne działa dowolna siła stała, wówczas ciało to porusza się z pewnem *przyśpieszeniem,* które jest do tej siły proporcjonalne. Jednakże różne ciała pod wpływem tej samej siły poruszają się z niejednakowemi przyśpieszeniami. Aby różne ciała otrzymały te same przyśpieszenia, należy działać na nie różnemi siłami. *Masy rozmaitych ciał są proporcjonalne do sił, któremi należy działać na te ciała,*

aby nadać im jednakowe przyśpieszenia. Ciężar ciała, t. j. jego ciśnienie na podstawę, wywołane przyciąganiem Ziemi, zależy od miejsca, w którem się to ciało znajduje. Ciężar ciała na Ziemi zależy od wysokości nad poziomem morza oraz od szerokości geograficznej; ciężar tego samego ciała na Ziemi, Księżycu, na Słońcu okazałby się zupełnie różnym. Okazuje się jednak, że jeżeli ważyć różne ciała w tem samem miejscu, *to masa ciała jest proporcjonalna do jego ciężaru* (p. niżej). Za jednostkę *masy* przyjmujemy *gram,* równy tysiącznej części kilograma wzorcowego, który został wykonany w 1799 r. i przechowuje się w pobliżu Paryża. 0,001 jego ciężaru (w Paryżu) nazywa się również „gramem". Dla odróżnienia mówi się czasem o gramie masy i gramie ciężaru. Jeżeli ciało, posiadające gram-masę, podniesiemy na wysoką górę, wówczas masa jego pozostaje bez zmiany gram-masą, ciężar jego będzie jednak już mniejszy od grama. Masa, którą wyznaczamy z wielkości przyśpieszenia przy danej sile nazywamy *masą bezwładną.* Prawo powszechnego ciążenia powiada, że przyciąganie wzajemne dwu ciał jest proporcjonalne do iloczynu ich mas i odwrotnie proporcjonalne do kwadratu ich odległości. Masa, o której mowa w powyższej zasadzie, nosi nazwę *masy grawitacyjnej lub ciężkiej.* Dla różnych ciał *masy bezwładne są proporcjonalne do mas grawitacyjnych.* Jeśli za jednostki przyjmiemy masę bezwładną i masę grawitacyjną tego samego ciała, wówczas otrzymamy, że dla wszystkich ciał *masa bezwładna i masa grawitacyjna są sobie równe,* t. j. wyrażają się tą samą liczbą odpowiednich jednostek. Ciężar ciała, który jest przypadkiem szczególnym ciążenia powszechnego, jest oczywiście proporcjonalny do masy grawitacyjnej ciała. Ta ostatnia zaś, jak to przed chwilą mówiliśmy, jest proporcjonalna do masy bezwładnej, a przy odpowiednim doborze jednostek nawet jej równa. Stąd wynika właśnie wskazana wyżej proporcjonalność masy ciała (bezwładnej) i jego ciężaru. Najdokładniejsze doświadczenia przeprowadzone przez uczonego węgierskiego E ö t v ö s a w zupełności potwierdziły, że masa bezwładna ciała jest proporcjonalna do masy grawitacyjnej.

Przejdziemy obecnie do rozpatrzenia dwu najbardziej zadziwiających zdobyczy naukowych XX w., z których pierwsza dotyczy związku pomiędzy pojęciami masy i energją, druga zaś tylko masy. W ciągu drugiej połowy XIX w., z chwilą, gdy powstała nauka o energji (w latach czterdziestych), nie podejrzewano nawet jakiegokolwiek pokrewieństwa, cóż dopiero tożsamości, między tak zdawałoby się odmiennemi wielkościami fizycznemi, jak masa i energja. Istniał tylko czysto liczbowy związek, orzekający, że energja kinetyczna ruchu postępowego jest proporcjonalna do masy ciała. Nowa nauka wykryła niepomiernie głębszą zależność,

prowadząca do zupełnego utożsamienia tych dwu wielkości fizycznych. Umówimy się masę wyrażać w gramach, energję zaś w ergach. Przypomnijmy pozatem, że *prędkość światła* (300.000 *km/sek*), wyrażona w *cm* na *sek*, wynosi 3.10^{10} (cyfra 3 i 10 zer), t. j. trzydzieści tysięcy miljonów centymetrów na sekundę. Kwadrat tej liczby stanowi olbrzymią liczbę 9.10^{20} (cyfra 9 i 20 zer).

Otóż nauka XX w. twierdzi: *Wszelka energja posiada masę, której wartość otrzymamy, dzieląc wielkość energji przez kwadrat prędkości światła.* Oczywiście, że energja, masa i prędkość światła nie mogą być mierzone jednostkami zupełnie dowolnemi, lecz ściśle określonemi, które odpowiadają sobie nawzajem, t. zw. jednostkami bezwzględnemi. Nie będziemy się na tem zatrzymywać; wystarczy nadmienić, że jednostki wzmiankowane wyżej spełniają ten warunek. W ten sposób otrzymujemy zależność następującą:

$$\text{Masa energji w gramach} = \frac{\text{wartość energji w ergach}}{9.10^{20}} \qquad (13)$$

Zależność ta wyraźnie wskazuje, że olbrzymia w zwykłym sensie słowa ilość energji posiada bardzo nieznaczną masę. Aby energja miała masę jednego grama, musi ułamek w (13) równać się jedności. Wynika stąd, że

$$9.10^{20} \text{ ergów posiada masę } 1\ gr \qquad (14)$$

Na tej podstawie łatwo obliczyć, że

$$\left.\begin{array}{l}\text{21,6 tysięcy miljonów małych kaloryj mają masę 1 } mgr, \\ \text{lub 21,6 miljonów dużych kaloryj mają masę 1 } mgr.\end{array}\right\} \qquad (15)$$

Tonna zawiera 1000 *kg*, z (15) więc wynika, że 1 *mgr* ciepła może ogrzać 216 tonn wody od 0^0 do 100^0, t. j. do wrzenia. Zasadnicze twierdzenie o masie energji pozwala wyprowadzić szereg wniosków.

1. Ciało ogrzane posiada większą masę, a więc i większy ciężar od ciała zimnego. Jednak widać z (15), że dla ciał i temperatur, z jakiemi mamy do czynienia w laboratorjum, różnica mas (lub ciężarów) będzie bardzo niewielka, i oczywiście nie może być doświadczalnie sprawdzona. 216 tonn wody przy ogrzaniu do 100^0 waży o 1 *mgr* więcej, niż przy 0^0.

2. Przy *reakcjach chemicznych* — nprz. podczas spalania węgla lub wodoru — wydzielają się znaczne ilości ciepła, które posiadają pewną masę; podczas reakcji chemicznej masa ta ginie. Podstawa chemji, *sławna zasada zachowania materji*, t. j. masy lub ciężaru, *okazuje się nieprawdziwą!* Lecz odchylenia od tego prawa są bardzo małe i nie mogą być zauważone przy pomiarach. Jeśli 2 *gr* wodoru łączą się z 16 *gr* tlenu, wów-

czas zgodnie z zasadą musimy otrzymać 18 *gr* wody. W rzeczywistości otrzymamy o 3,2 miljonowych części miligrama mniej, co oczywiście nie może być wykazane przy pomocy pomiarów.

3. *Energja promienista*, której poświęcimy rozdział następny i której przypadkiem szczególnym jest *światło*, działające na nasz organ wzroku, *posiada masę*, a więc *ciężar*. Słońce i wszystkie gwiazdy wysyłają olbrzymie ilości energji promienistej, wskutek czego masa ich powinna stopniowo się zmniejszać, co ma ogromne znaczenie w astronomji i odgrywa dużą rolę we współczesnej teorji ewolucji gwiazd. Im mniejszą jest masa gwiazd, tem, ogólnie biorąc, „starszą" jest gwiazda, tem więcej czasu upłynęło od chwili jej utworzenia się z pierwotnej mgławicy.

Jeżeli energja posiada masę, t. zn., jest *identyczna* z pewną masą, wtedy i naodwrót, *wszelka masa jest identyczna z pewną energją, którą obliczamy, mnożąc tę masę przez kwadrat prędkości światła*. Stosując te same jednostki masy, energji i prędkości, otrzymamy następujący schemat analogiczny do (13):

Energja masy w ergach = wartości masy w gramach $\times$ 9.10^{20}. (16)

Mówimy tutaj o *masie w spoczynku*, t. j. nie posiadającej energji kinetycznej ruchu; nie bierzemy w tym wypadku pod uwagę energji cieplnej lub innej z którejkolwiek znanych już form energji. Mowa tu o nowej postaci energji, która jest ukryta we wszelkiej masie, t. j. we wszelkiej materji. Drugą zasadę możemy również sformułować w ten sposób: *wszelka materja jest identyczna z pewną energją*. Musimy, chwilowo tylko teoretycznie, przypuścić *możliwość przekształcenia materji w energję, przyczem materja przestałaby wtedy istnieć*. Zależność (16) wskazuje, że gdyby udało się gram *dowolnej materji* przekształcić w energję, wówczas otrzymalibyśmy ją w ilości 9.10^{20} erg, które mogłyby 216 tonn wody ogrzać od 0^0 do 100^0. Na tem polegają fantastyczne pomysły tak często spotykane w artykułach popularnych, np. możliwość transportu statku oceanicznego z Europy do Ameryki zapomocą kawałka materji, mieszczącego się w kieszonce kamizelki. Jednakże nie potrafimy jeszcze przekształcać materji w energję: gdyby to się stało kiedykolwiek możliwe, wówczas życie ludzkości nabrałoby innego wyglądu, o czem tymczasem można tylko marzyć. Znając liczbę atomów, zawartą w jednym gramie wodoru (p. wyżej: $6{,}06.10^{23}$), łatwo obliczyć, że nawet masa jednego atomu wodoru jest równoważna energji 0,0015 ergów.

Tak więc nowa nauka doprowadziła do wspaniałego poglądu o identyczności materji i energji, o możliwości przekształcenia materji w energję, co przypuszczalnie tylko chwilowo jest nie do urzeczywistnienia. Jest

jednak rzeczą możliwą, że tego rodzaju przekształcenia odbywają się samorzutnie w naturze, i często stosuje się ten pogląd do wytłumaczenia pewnych jeszcze niezupełnie wyjaśnionych zjawisk fizycznych. Jeśli materja może przekształcić się w energję, to powstaje oczywiście zagadnienie możliwości *odwrotnej przemiany energji w materję*. Słońce i gwiazdy wysyłają nieprzerwanie olbrzymie ilości energji promienistej. Gdzie się one podziewają? Ostatniemi czasy astronomowie zajmują się szczególnie gorliwie zagadnieniami *kosmogonicznemi* powstawania ciał niebieskich. Łatwo pojąć, że sprawa powstawania w określonych — oczywiście bliżej nieznanych — warunkach początkowo choćby tylko pojedyńczych atomów lub elektronów i protonów musi odgrywać dużą rolę we wszystkich dość chwiejnych, a czasami i zgoła fantastycznych rozumowaniach, dotyczących tego zagadnienia. Kto po raz pierwszy poznaje wyżej przytoczone poglądy, zostaje porwany przez cały szereg nasuwających się tu zagadnień, których rozwiązania należy oczekiwać w miarę dalszego rozwoju nauki. Chwilowo cały ten obszar nauki pokryty jest gęstą mgłą, i prawdopodobnie jeszcze niemało czasu upłynie, zanim się ona rozwieje.

Wspomnieliśmy wyżej „o dwu najbardziej zadziwiających zdobyczach naukowych XX wieku". Pierwszą rozpatrzyliśmy przed chwilą; przejdziemy obecnie do drugiej, która będąc ściśle z tamtą związana, ma jednak zupełnie odmienny charakter. W tym wypadku niema tych wątpliwości, wszystko jest stosunkowo jasne i proste, gdyż *bardzo ścisłe doświadczenia* wielu uczonych bezwzględnie *potwierdziły prawdziwość* tej zdobyczy naukowej, która głosi: *masa ciała ruchomego rośnie wraz ze wzrostem jego prędkości i dąży do wartości nieskończenie wielkiej, gdy prędkość ciała zbliża się do prędkości światła.* Bardzo łatwo zrozumieć istotę tego zjawiska. Widzieliśmy, że masy rozmaitych ciał są proporcjonalne do sił, które muszą na nie działać, aby nadać im pewne dowolne, lecz dla wszystkich ciał jednakowe przyśpieszenie. Prawo przytoczone stwierdza, że jeśli ciało jest już w ruchu, wówczas dla nadania mu określonego przyśpieszenia potrzeba większej siły, niż gdy jest w spoczynku, co oznacza, że masa ciała uległa zwiększeniu. Im większą jest prędkość ruchu, tem większą jest potrzebna siła, a więc i masa ciała. Jednakże dla niezbyt dużych prędkości przyrost masy jest bardzo nieznaczy, staje się on widoczny jedynie dla olbrzymich prędkości, bliskich prędkości światła, t. j. 300.000 *km/sek.* Tego rodzaju prędkości ciał nie znajdujemy ani na Ziemi, gdzie mamy tylko niewielką liczbę kilometrów na sekundę, ani też w przestrzeniach kosmicznych (prędkości ciał niebieskich wyrażają się małą liczbą dziesiątków kilometrów na sekundę i tylko w rzadkich wypadkach przekraczają 100 *km/sek).* Przy

zwiększaniu prędkości masa rośnie początkowo bardzo powoli; przy prędkości 30.000 *km/sek* przyrost masy jest już widoczny. Poczynając od prędkości 270.000 *km/sek* (0,9 prędkości światła), masa rośnie bardzo szybko i staje się nieskończenie wielką dla prędkości równej prędkości światła. Oznacza to, że prędkość światła jest granicą możliwej prędkości dowolnego ciała, i że granica ta nie może być nigdy osiągnięta dla jakichkolwiek działających na ciało sił. *Niema takich warunków, przy których ciało mogłoby mieć prędkość większą od prędkości światła.*

Zależność masy od prędkości wyraża równanie

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \tag{17}$$

m oznacza masę ciała ruchomego, m_0 masę ciała w spoczynku, v — prędkość ciała, c — prędkość światła. Przy $v = 0$ mamy $m = m_0$; przy $v = c$ otrzymujemy m nieskończenie wielkie, v większe od c jest niemożliwe, ponieważ m staje się urojone.

Wzór powyższy można sprawdzić doświadczalnie przez obserwację elektronów, które, jak widzieliśmy, posiadają masę. Prędkość elektronów osiąga w pewnych wypadkach 0,95 prędkości światła. Skomplikowane doświadczenia, wykonane przez wielu uczonych, potwierdziły, że masa elektronu rośnie wraz ze wzrostem jego prędkości i przytem zgodnie ze wzorem (17).

ROZDZIAŁ III.

ENERGJA PROMIENISTA.

§ 1. Wstęp.

Światłem nazywamy tylko tę bardzo nieznaczną część wszystkich postaci energji promienistej, która działa na siatkówkę naszego oka. Rozgrzane do białego żaru ciała stałe i ciekłe wysyłają t. zw. promienie białe, których widmo, otrzymywane np. zapomocą pryzmatu, jest ogólnie znane. Widmo można też otrzymać zapomocą t. zw. siatki dyfrakcyjnej; nie będziemy się tu zatrzymywać na szczegółach budowy tego przyzrądu, opis jego podamy w rozdz. V, § 6. Umówimy się, że widmo będziemy sobie wyobrażać w formie poziomego pasa, w którem *koniec czerwony znajduje się z lewej strony, fioletowy — z prawej.* Pomiędzy nimi zaś barwy promieni przechodzą jedna w drugą w ten sposób, że ilość różnobarwnych promieni jest, ściśle biorąc, niezliczona i tylko warunkowo można między czerwonym i fiołkowym kresem widma odróżnić grupy promieni pomarańczowych, żółtych, zielonych, błękitnych i ciemnoniebieskich. Pozostałe formy energji promienistej dają widma, znajdujące się z prawej i lewej strony widma światła widzialnego, przytem widmo z lewej strony jest, ściśle biorąc, nieograniczone.

Istnieją różne poglądy na istotę energji promienistej. Chwilowo będziemy się opierać na *teorji elektromagnetycznej,* według której energja promienista jest rozchodzącem się w przestrzeni drganiem elektromagnetycznem. To ostatnie pojęcie jest dzięki ogromnemu rozpowszechnieniu radja bardzo popularne. Różne postacie energji promienistej różnią się jedynie *częstością drgań,* t. j. liczbą drgań na sekundę. W próżni wszystkie formy energji promienistej rozchodzą się z jednakową prędkością, zwaną zwykle prędkością światła; wynosi ona:

$$\text{prędkość światła} = 300.000 \ km/sek = 3.10^{10} \ km/sek. \qquad (1)$$

Ostatnia liczba (cyfra 3 i dziesięć zer) równa się trzydziestu tysiącom miljonów centymetrów na sekundę. Przypomnijmy tutaj, że *długością fali*

nazywamy drogę przebytą przez ruch falowy w ciągu trwania jednego drgania. Ze zmniejszeniem częstości drgania powiększa się oczywiście długość fali, której wartość otrzymamy, jeżeli prędkość (1) podzielimy przez częstość drgań. Jasnem jest, że *długość fali jest odwrotnie proporcjonalna do częstości drgań.* Oznaczmy częstość drgań grecką literą ν (ni), długość fali grecką literą λ (lambda), prędkość światła — przez c Mamy wówczas równość:

$$\nu\lambda = c. \tag{1,a}$$

Jeżeli c wyrazić przez liczbę (1), to *długość fali musi być wyrażona w centymetrach.* W związku z przyjętym przez nas rozkładem widma energji promienistej *długość* fali rośnie w kierunku od lewej strony ku prawej. Częstość drgań elektromagnetycznych lub *długość fali* są dla promienia charakterystyczne; będziemy zazwyczaj używać tej ostatniej. Jeżeli posuwać się wzdłuż widma energji promienistej od końca lewego do prawego, to okaże się, że długość fali stopniowo maleje, począwszy od dowolnej liczby kilometrów do długości stosunkowo bardzo małej nawet w porównaniu z wymiarami atomu. Stąd widać, że do pomiaru długości fali dogodnem jest w różnych częściach widma używać różnych jednostek długości. Wymienimy te, które są używane obecnie. W części widma, znajdującej się dalej nalewo od części widzialnej, używamy początkowo kilometrów, następnie metrów i milimetrów. Lecz milimetr jest już jednostką zbyt wielką, w obszarach jeszcze bardzo odległych od części widzialnej, należy tam używać mniejszej jednostki zwanej mikronem, którą oznaczamy literą grecką μ (mi); równa się ona tysiącznej części milimetra,

$$1 \text{ milimetr} = 1000\ \mu. \tag{2}$$

Tej jednostki używamy w części widzialnej widma oraz w dość długim obszarze, znajdującym się nalewo od niej. Po prawej stronie używamy jeszcze mniejszej jednostki długości, którą nazywamy „angströmem" i oznaczamy literą *Å* (nazwa tej jednostki wprowadzona została dla uczczenia szwedzkiego uczonego Å n g s t r ö m a). Ångström t. j. *Å* równa się dziesięciotysięcznej części μ.

$$1\ \mu = 10000\ \text{Å};\ 1\ mm = 10 \text{ miljonów } \text{Å}. \tag{3}$$

Zauważmy, że długość angströma jest w przybliżeniu równa *wymiarom atomu.* Angström używany jest w części widzialnej widma (łącznie z μ)

oraz we wszystkich niemal dziedzinach z jej prawej strony. Jednakże w najbardziej odległych częściach widma wprowadzono ostatnio jeszcze mniejszą jednostkę długości, którą oznacza się literą X. Jest ona 1000 razy mniejsza od angströma:

$$1\ \mathring{A} = 1000\ X;\ 1\ mm = 10000 \text{ miljonów } (10^{10})\ X. \qquad (4)$$

Porównywając krańcowe jednostki pomiaru długości fali energji promienistej, a mianowicie *kilometr* i X, widzimy, że jedna jest dziesięć tysięcy miljonów miljonów razy większa od drugiej:

$$1\ km = 10^{16}\ X \qquad (5)$$

(jedynka i 16 zer). Będziemy później często używać zapożyczonego z akustyki terminu „*oktawa*“. Wiadomo, że oktawą nazywamy odstęp pomiędzy dwoma tonami, z których jeden ma dwa razy większą liczbę drgań od drugiego, lub też, co jest równoznaczne, dwa razy mniejszą długość fali. Wprowadzamy to samo pojęcie do nauki o energji promienistej, dzieląc cały obszar widma na oktawy. Nazywamy więc oktawą odcinek widma, zawartego pomiędzy promieniami, których długości fal są np. 100 m i 50 m, 30 mm i 15 mm, 80 μ i 40 μ, 300 $\mathring{A}$ i 150 $\mathring{A}$, 200 X i 100 X.

Podamy przedewszystkiem zwykły przegląd różnych rodzajów energji promienistej, t. j. przegląd odpowiednich części widma, oraz rozciągłości tych części w ich obecnym stanie. Wszystkie szczegóły łącznie z historją ich odkrycia rozpatrzymy później.

1. Widmo widzialne rozciąga się od długości fali (dł. f.) 0,76 μ (koniec czerwieni) do dł. f. 0,4 μ (koniec fioletu), lub od 7600 $\mathring{A}$ do 4000 $\mathring{A}$. Nie zawiera ono ani jednej całkowitej oktawy.

2. *Widmo podczerwone* znajduje się z lewej strony widma widzialnego. W chwili obecnej zbadano je od 0,76 μ do 343 μ = 0,343 mm, co stanowi około 9 oktaw. Promieniowanie to badał głównie uczony niemiecki, H. Rubens. W ten sposób niewidzialne widmo podczerwone jest prawie 10 razy dłuższe od części widzialnej.

3. *Fale Hertza.* W tej książce fal tych obszernie omawiać nie będziemy, wobec czego poświęcimy im tutaj słów parę. Fale Hertza znajdują zastosowanie przy telegrafie i telefonie bez drutu; na ich zastosowaniu polega również komunikacja radjowa, która owładnęła ostatnio światem. Pierwsze fale, otrzymane przez Hertza (H. Hertz 1857 — 1894) około 1888 roku miały długość fali 9 m. Można z łatwością

otrzymać fale dowolnie wielkiej długości, jednakże znaczenie naukowe i techniczne mają tylko te, których długość fali nie przekracza paru kilometrów. Zatrzymajmy się *zupełnie dowolnie*, na długości fali 4 *km*, odrzucając dalszą lewą stronę widma. Z prawej strony widmo fal Hertza zostało zbadane do długości fali 3 *mm*. W komunikacji radjowej stosują fale, których długość przy różnych urządzeniach waha się od paru dziesiątków metrów (komunikacja krótkofalowa) do 1000 *m* i więcej (komunikacja długofalowa). Całe widmo Hertza od dł. 4 *km* do 3 *mm* obejmuje około 20 oktaw. Pomiędzy falami Hertza oraz krańcowemi promieniami Rubensa znajduje się odstęp (dł. fali 3 *mm* do 0,343 *mm*). Badaniem promieniowań, odpowiadających temu odstępowi, zajmowały się z powodzeniem dwie uczone rosyjskie, M. A. Lewickaja w Leningradzie (1924—1927) oraz A. A. Głagolewa-Arkadjewa w Moskwie (1924), jak również uczeni amerykańscy E. F. Nichols i J. D. Tear (1922). Dotychczas nie udało się jednak wyodrębnić w tej dziedzinie promieniowań jednorodnych, co umożliwiłoby dokładne zbadanie ich własności.

4. *Widmo nadfiołkowe* znajduje się naprawo od fiołkowej części widma widzialnego. W chwili obecnej zostało ono zbadane od dł. f. 0,4 μ lub 4000 *Å* do dł. f. 136 *Å*; całkowita długość tej dziedziny wynosi *pięć oktaw*.

5. *Promienie Röntgena.* Widmo tych promieni znajduje się dalej naprawo od promieni nadfiołkowych. Dokładnie zbadana część tego widma ciągnie się od dł. f. 20 *Å* do mniej więcej $^1/_{14}$ *Å*, lub od 20.000 *X* do 70 *X*, co stanowi *ponad osiem* oktaw. Długość fali promienia skrajnego z prawej strony wynosi $^1/_{14}$ wymiarów atomu. Środek tego widma znajduje się w odległości 13 oktaw od środka widma widzialnego, koniec zaś z prawej strony, w odległości 16 oktaw od krańcowych widzialnych promieni fiołkowych. Pomiędzy widmem nadfiołkowem i widmem promieni Röntgena znajduje się odstęp, który ciągnie się od dł. f. 136 *Å* do 20 *Å*; zajmuje on prawie *trzy oktawy*. Dotychczas nie udało się jeszcze zapełnić tej luki tak, aby można było otrzymać i zbadać promień dowolnej dł. f. lub dowolną grupę promieni. Drogą pośrednią wykryto jednak obecność poszczególnych promieni w tej dziedzinie dzięki ich specjalnym własnościom. Mają one charakter promieni röntgenowskich i mogą być do nich zaliczone; są rozmieszczone we wszystkich trzech oktawach dziedziny pośredniej, niektóre zaś znajdują się w podanej wyżej dziedzinie promieni nadfiołkowych. Z pewną przesadą można powiedzieć, że widmo promieni röntgenowskich pokrywa częściowo widmo nadfiołkowe.

W ten sposób zakończyliśmy krótki przegląd poszczególnych dziedzin widma energji promienistej, które, jeżeli pominąć wspomniane promienie dziedzin pośrednich, udało się dokładnie zbadać na drodze doświadczalnej. Razem wzięte stanowią one widmo, które ciągnie się od dowolnie przez nas wybranej dł. f. 4 *km* do dł. f. 71 *X* i obejmują 50 *oktaw*, z których na światło widzialne przypada mniej więcej jedna oktawa. Stosunek długości fal lub częstości drgań skrajnych promieni tego widma wynosi 5.10^{14}, t. j. 500 miljonów miljonów. Z początkiem siedemdziesiątych lat XIX stulecia (gdy autor tej książki jeszcze się uczył) znane były poza widmem widzialnem niewielkie części widma nadfiołkowego i podczerwonego. Cała znana wówczas część widma energji promienistej nie przekraczała 3 lub 4 oktaw; stosunek długości fali lub częstości drgań skrajnych promieni równał się mniej więcej 12, teraz zaś wynosi $5{,}10^{14}$!

6. *Promienie gamma* (grecka litera γ), emitowane przez ciała promieniotwórcze. Widmo tych promieni, nazywane czasami ultraröntgenowskiem, pokrywa się w części z widmem krańcowych (z prawej strony) promieni röntgenowskich. W 1922 r. udało się pewnemu uczonemu angielskiemu zbadać te promienie w przybliżeniu do dł. f. 19 *X*, t. j. prawie dwie oktawy. Zdaniem tego uczonego ciągną się one do dł. f. 5 *X*, t. j. jeszcze o dwie oktawy dalej naprawo.

7. *Promienie Hessa lub kosmiczne* zostały wykryte przez uczonego niemieckiego O. F. Hessa w 1911 r., i były następnie badane przez wielu uczonych, między innemi szczególnie przez Kolhörstera w Niemczech, L. W. Mysowskiego w Leningradzie i Millikana w Ameryce. Jednakże zupełnie niesłusznie nazywa się je często promieniami Millikana. Czynią to oczywiście ci, którzy nie są obznajmieni z historją ich odkrycia oraz wieloma odnoszącemi się do tych promieni pracami, wykonanemi przed Millikanem. Dotychczas mało jeszcze wiemy o dł. f. tych promieni. Należy przypuścić, że dochodzą one do 0,1 *X*, t. j. 9 oktaw dalej od krańcowych promieni röntgenowskich. Gdyby to było słusznem, długość widma energji promienistej wzrosłaby do 59 oktaw, zaś stosunek dł. f. lub częstości drgań promieni krańcowych (od 4 *km*. do 0,1 *X*) — do $1{,}5.10^{17}$.

§ 2. Widmo ciągłe. Ciało doskonale chłonące.

Należy odróżnić widma emisyjne i widma pochłaniania, czyli absorbcyjne. Zajmiemy się przedewszystkiem widmami emisyjnemi. Jak sama nazwa wskazuje, jest to wdmo energji promienistej, wysyłanej przez różne ciała

stałe, ciekłe lub gazowe; rozpatrując w poprzednim paragrafie poszczególne dziedziny całego widma energji promienistej, mieliśmy przedewszystkiem na myśli widma emisyjne. Rozróżniamy trzy rodzaje takich widm: *ciągłe, prążkowe i pasmowe*. Rozpoczniemy od ciągłych.

Widmo nazywa się *ciągłem*, jeśli zajmuje *bez przerw* niezbyt małą część poziomego pasa, który rozpatrzyliśmy w § 1. Rozgrzane do białego żaru ciała stałe i ciekłe emitują t. zw. promienie *białe*, których widmo pokrywa nietylko część widzialną, ale też większą część podczerwonej i znaczną część nadfiołkowej. Ciągłe, t. j. nieprzerwane części pojawiają się również w widmach promieni röntgenowskich oraz promieni gamma.

Gdy mamy do czynienia z widmem ciągłem, niezależnie od tego, czy znajduje się ono w podczerwonej, widzialnej, nadfiołkowej lub röntgenowskiej części widma, czy też jednocześnie w paru dziedzinach sąsiednich, powstaje doniosłe zagadnienie *rozkładu energji* wzdłuż tego widma. Istota zagadnienia polega na następującem. Podzielmy w myśli dane widmo ciągłe na wielką liczbę bardzo wąskich pasm poprzecznych w ten sposób, aby wszystkie promienie, odpowiadające jednemu tego rodzaju pasemku, można było uważać za monochromatyczne, t. j. mające prawie jednakową długość fali. Jednakże bierzemy pasemka o *równej szerokości:* co oznacza, że różnica długości fali promieni krańcowych (z obu końców) będzie we wszystkich pasemkach jednakowa. Zbiór promieni, zawartych w tem pasemku, posiada określoną energję, którą możemy zmierzyć. Jeśli pomiaru tego dokonamy dla wszystkich pasemek, na które podzieliliśmy widmo ciągłe, wówczas przekonamy się, że zasoby energji są w nich niejednakowe, tak więc otrzymujemy jasny obraz rozkładu energji wzdłuż widma; poznajemy, jakie promienie wchodzą w skład widma w dużej „ilości", t. j. posiadając wielkie natężenie, oraz jakie — w małej. Nie będziemy tu poruszać widma ciągłego promieni röntgenowskich, w których rozkład energji nie został jeszcze w zupełności zbadany. Zwróćmy się natomiast do widma promieni, wysyłanych przez ciała *stałe* i *ciekłe*, znajdujące się w określonej temperaturze, którą będziemy mierzyli *w skali bezwzględnej* (t^0 C + $273,1^0$).

Istnieją różne metody dla zbadania rozkładu energji w wiedmie ciągłem, wszystkie jednak polegają na przekształceniu energji promienistej w energję cieplną oraz na pomiarze otrzymanego w ten sposób ogrzania. W tym celu kierujemy promienie na *zaczernioną* — nprz. pokrytą cienką warstwą sadzy — powierzchnię ciała stałego. Energja promienista zostaje przytem pochłonięta przez warstwę powierzchniową ciała, przechodząc w energję cieplną. Wyobraźmy sobie, że otrzymaliśmy widmo na ekranie (lub w płaszczyźnie ogniskowej okularu lunety).

Weźmy teraz termometr rtęciowy z wąziutkim i długim zaczernionym zbiornikiem, który umieścimy obok samego ekranu w pasie widma. Zbiornik zostanie wówczas ogrzany odpowiednio do energji pasemka, które nań pada i termometr wskaże stopień tego nagrzania. Jednak ten dość gruby sposób nie może dawać dokładnych wyników; w wielu częściach widma termometr nie wykryje zgoła żadnego ogrzania, aczkolwiek obecność energji promienistej jest niewątpliwa. Istnieją bez porównania bardziej precyzyjne metody. Należy tu przedewszystkiem metoda długiego lecz wąskiego *termoogniwa* (zaczernionego), nadzwyczajnie czułego na najmniejsze ogrzanie. Drugi, często używany sposób, polega na stosowaniu *bolometru*, o którem powiemy słów parę. Główną część bolometru stanowi bardzo cienki zaczerniony drucik, włączony w t. zw. mostek Wheatstona, pozwalający bardzo dokładnie śledzić opór elektryczny drucika, który zależy od jego temperatury; opór ten rośnie wraz ze wzrostem temperatury. Jeśli drucik umieścimy w płaszczyźnie i przytem *wpoprzek* widma, wtedy padnie nań jego wąskie pasemko. Zależnie od zmiany oporu elektrycznego drucika, sądzimy o jego ogrzaniu, a zatem i o energji pasemka. Przesuwając drucik wzdłuż widma, otrzymujemy *dokładny obraz rozkładu energji wzdłuż widma.*

Gdy źródłem energji promienistej jest ciało stałe lub ciekłe, wówczas rozkład energji w jego widmie jest następujący. W pewnem określonem miejscu widma energja jest największa; promień, który odpowiada temu miejscu, posiada *długość fali o największej energji.* W obie strony od tego miejsca energja zmniejsza się w sposób ciągły i wreszcie staje się niedostrzegalnie mała. Miejsce widma, gdzie znajduje się maksimum energji, jak również długość całej dostępnej obserwacji jego części, zależą od *temperatury* ciała promieniującego oraz od *jego własności.* Wogóle, gdy temperatura ciała jest niższą od czerwonego żaru, przy której pojawiają się pierwsze wdzialne promienie ciemnoczerwone, całe widmo znajduje się w części *podczerwonej.* Przy podwyższaniu temperatury zachodzą zmiany następujące: 1) we wszystkich częściach widma energja rośnie; 2) widmo wydłuża się w obie strony; 3) maksimum energji przesuwa się wprawo, t. j. w kierunku mniejszych długości fali.

Uczony niemiecki Willy Wien wykrył zadziwiające *„prawo przesunięć“* maksimum energji, które jednakże odnosi się tylko do określonego rodzaju ciał, zwanych *„doskonale chłonącemi“* [1]). Musimy teraz wspomnieć o ciałach fikcyjnych, które odegrały niemal pierwszorzędną rolę przy po-

[1]) Mniej właściwą wydaje się często używana w tym wypadku nazwa ciała „doskonale czarnego“, której też używa autor. (Przyp. tłum.).

wstaniu nowej fizyki w początkach bieżącego stulecia. *Doskonale chłonącem nazywamy ciało, które pochłania wszystkie padające nań promienie*, nie odbija zaś ani nie przepuszcza żadnych promieni. W temperaturze niższej od czerwonego żaru ciało doskonale chłonące będzie oczywiście wydawać się zupełnie czarnem, w zwykłem sensie słowa. Jednakże w wysokich temperaturach (białego żaru), gdy ciało emituje całe widmo widzalne, jakoteż i promienie nadfiołkowe, będzie ono oślepiająco białem; pomimo to będziemy je nazywać doskonale chłonącem, jeżeli również w wysokiej temperaturze w dalszym ciągu pochłania wszystkie padające nań promienie. Jakkolwek brzmi to dziwnie, słońce różni się prawdopodobnie bardzo mało od ciała doskonale chłonącego [1]), ponieważ należy wątpić, czy jakiekolwiek promienie padające z zewnątrz na słońce, zostaną odeń odbite. Teorja wskazuje, że wszystkie doskonale chłonące ciała promieniują zupełnie jednakowo, t. j. w jednakowych temperaturach dają widma identyczne zarówno co do wielkości, jak i praw rozkładu energji. Tej zasadzie poświęcono bardzo wiele prac zarówno teoretycznych, jak i doświadczalnych; jedną z ostatnich wykonał w 1921 r., nakrótko przed swoją śmiercią, wspomniany już poprzednio Rubens.

Prawo przesunięć maksimum energji w widmie ciała doskonale chłonącego, wykryte przez W. Wiena, polega na następującem: długość fali energji maksymalnej jest odwrotnie proporcjonalna do temperatury bezwzględnej; *jeśli liczbę 2880 podzielić przez temperaturę bezwzględną, wówczas otrzymamy długość fali maksimum energji, wyrażonej w jednostkach* μ. Prawo to wskazuje, że dla wszystkich prawie ciał, które spotykamy na kuli ziemskiej, maksimum emitowanej energji znajduje się w podczerwonej części widma. Przy 1000° K (litera K oznacza bezwzględną skalę temperatur w ten sposób, że $t^0K = t^0C + 273{,}1$), t. j. 727° C, maksimum znajduje się dla długości fali 3 μ, i dopiero przy 6000° K (5727° C) jest ono w środku widma widzialnego, t. j. dla 0,5 μ. Promieniowane ciała doskonale chłonącego czyni zadość jeszcze trzem prawom następującym.

Prawo Stefana-Boltzmanna. Całkowita energja wysyłana przez ciało doskonale chłonące rośnie proporcjonalnie do czwartej potęgi temperatury bezwzględnej, (którą oznaczać będziemy przez T). Oznacza to, że jeśli T rośnie np. dwukrotnie, wówczas energja całkowita rośnie 16-krotnie. *Drugie prawo* głosi: *energja maksymalna w widmie ciała doskonale chłonącego rośnie proporcjonalnie do piątej potęgi temperatury bez-*

[1]) Zestawienie będzie tem dziwniejsze, jeżeli, używając dawnego terminu, będziemy mówili o słońcu, jako ciele absolutnie czarnem. (Przyp. tłum.).

względnej, tak więc rośnie ona np. 243 razy, gdy T rośnie trzykrotnie. Szczególnie ważnem jest *prawo trzecie: promieniowanie ciała doskonale chłonącego jest maksymalne.* Tak więc wszystkie ciała niedoskonale chłonące promieniują w tej samej temperaturze słabiej, aniżeli ciało doskonale chłonące. Jednakże rozkład energji wzdłuż widma *ciągłego* ciała stałego lub ciekłego, lecz nie doskonale chłonącego, jest, ogólnie biorąc, analogiczny do rozkładu, który daje ciało doskonale chłonące: w pewnem miejscu widma mamy maksimum energji, która z obu stron ulega stopniowemu zmniejszeniu aż do wartości niedostrzegalnie małych. Jednakże prawa Wiena, Stefana i innych tu się nie stosują. Jeśli rozkład energji w widmie jako funkcja długości fali da nam graficznie pewną krzywą, to dla ciała niedoskonale chłonącego znajdzie się ona *niżej* tej samej krzywej dla ciała doskonale chłonącego. Dla ciał niedoskonale chłonących w niezbyt wysokich temperaturach maksimum energji znajduje się również w podczerwonej części. Wskutek tego tylko niewielka część całkowicie emitowanej energji przypada na część widzialną. Tak np., w zwykłej żarówce elektrycznej tylko 6% energji przypada na część widzialną, 94% zaś na niewidzialną podczerwoną dziedzinę widma; w łuku Volty, nie bacząc na jego oślepiający blask, część widzialna energji promienistej stanowi tylko 10,4% całkowitej energji emitowanej.

§ 3. Wprowadzenie pojęcia kwantów.

Przejdziemy obecnie do zasadniczego zagadnienia *rozkładu energji w widmie ciągłem ciała doskonale chłonącego.* Zagadnienie to długo absorbowało umysły uczonych, zostało zaś rozwiązane przez M. Plancka w 1900 r. Wszystkie otaczające nas ciała nie są, jak wiadomo, doskonale chłonącemi, gdyby zaś nawet ciała takie istniały, to wątpliwą jest rzeczą, czy możnaby je było wykryć, t. j. udowodnić, że dla *wszystkich temperatur*, od najniższych do najwyższych pochłaniają one energję promienistą *wszystkich długości fali.* Stale natomiast obserwujemy, że ciała odbijają lub nawet przepuszczają ten lub inny rodzaj promieni. Okazuje się jednak, że można sztucznie otrzymać strumień energji promienistej, który co do swego składu będzie identyczny ze strumieniem energji promienistej, emitowanym przez ciało doskonale chłonące, przyczem identyczność ta zachodzi dla wszystkich temperatur. Sztuczne ciało doskonale chłonące zostało w praktyce urzeczywistnione po raz pierwszy w 1895 roku przez uczonych niemieckich W. Wiena i Lummera. Istotną jego część stanowi puste walcowate naczynie z mate-

rjału, który wytrzymuje silne ogrzanie (platyna, węgiel i t. p.). Walec jest z obu stron zamknięty, lecz w jednej z jego podstaw znajduje się maleńki otworek. Cały walec ogrzewamy (zwykle prądem elektrycznym) do określonej temperatury T. Można teoretycznie udowodnić, że energja promienista, której strumień wydostaje się z wnętrza walca przez wspomniany otworek, jest właśnie owem żądanem promieniowaniem ciała doskonale chłonącego. Rozkładając ów strumień, otrzymujemy żądane widmo ciała doskonale chłonącego i *w ten sposób jesteśmy w stanie otrzymać doświadczalnie jasny obraz rozkładu energji w widmie ciała doskonale chłonącego.* Zmieniając temperaturę T walca, możemy otrzymać rozkład widma dla wszelkich możliwych temperatur. Tego rodzaju empiryczne badanie ciała doskonale chłonącego przeprowadzone było przez wielu uczonych, ostatnio zaś w 1921 roku szczególnie starannie przez Rubensa. Tak więc, rozkład energji w widmie ciała doskonale chłonącego jest w tej chwili dokładnie znany, z mniejszą zaś nieco dokładnością był znany już w końcu ubiegłego stulecia.

Olbrzymie jednak znaczenie *teoretyczne* praw emisji ciała doskonale chłonącego zostało wyjaśnione o wiele wcześniej przed skonstruowaniem takiego ciała w 1895 r., i wielu uczonych, wychodząc z określonych założeń hipotetycznych, dotyczących mechanizmu promieniowana, usiłowało *wyprowadzić teoretycznie prawo emisji ciała doskonale chłonącego.* Innemi słowy, starano się znaleźć wzór, któryby wyrażał energję promieniowania jako funkcję dwu wielkości: długości fali i temperatury. Pierwszej próby w tym kierunku dokonał W. A. Michelson (w Moskwie) w 1887 r. co stanowi jego bardzo dużą zasługę Zależność przez niego wyprowadzona nie odpowiada jednak rzeczywistości, gdyż nie czyniła zadość prawu Wiena i Stefana-Boltzmanna. Cały szereg wzorów, zaproponowanych przez innych uczonych, okazał się niezgodny z danemi doświadczenia. Dawały one zależność energji od długości fali i temperatury, różną od tej, którą dają wspomniane metody doświadczalne.

Rozwiązanie zagadnienia podał M. Planck na posiedzeniu Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego 14 grudnia 1900 r. Jest to data powstania nowej fizyki, fizyki XX w., data powstania pojęcia *kwantów* i innych związanych z tem pojęć fizycznych, grających obecnie niemal najważniejszą rolę we wszystkich działach fizyki. Wspaniałą ewolucję fizyki mogło wywołać jedynie wprowadzenie zupełnie nowej idei w zasadnicze motywy teoretycznego wywodu wzoru na rozkład energji w widmie ciała doskonale chłonącego. Przechodzimy teraz do wyłożenia tego poglądu. Jakkolwiekbądź wyobrażano sobie mechanizm promieniowania przy wyprowadzeniu szukanej zależności, w każdym razie zakładano zgod-

nie, że energja promienista wysyłana jest przez określone „ośrodki promieniowania", które znajdują się w dużej liczbie wewnątrz ciała emitującego. Ośrodki te noszą jeszcze nazwę *radjatorów.* Owemi radjatorami mogły być cząsteczki, atomy lub elektrony, co się zaś tyczy samego mechanizmu przemiany dowolnej formy energji radjatorów w energję promienistą, to i tu można było stawiać różnego rodzaju hipotezy. Oczywiście wspomniane ośrodki emisji, jeśli padnie na nie z zewnątrz strumień energji promienistej *odpowiedniej długości fali* (na którą ośrodki te są nastrojone) mogą odgrywać również rolę ośrodków pochłaniania, przyczem energja pochłonięta ulega przemianie w jedną z możliwych form energji danego ośrodka. Jakkolwiek założenia hipotetyczne, będące podstawą wywodów teoretycznych badaczy, którzy przed Planck'iem szukali wzoru emisji ciała doskonale chłonącego, były bardzo różnorodne, to jednak miały one wszystkie wspólny punkt wyjścia: zakładały one zgodnie, *że energja promienista zostaje wysyłana i pochłaniana przez ośrodki strumieniem ciągłym.*

Lecz Planck wpadł właśnie na niesłychanie śmiały pomysł, że wymienione założenie jest nieprawdziwe, że **energja promienista zostaje emitowana i pochłaniana nie strumieniem nieprzerwanym, lecz w ilościach zupełnie określonych, niejako poszczególnemi porcjami lub kroplami.** Te odrębne ilości, które możnaby analogicznie nazwać atomami energji promienistej, noszą nazwę *kwantów.* Później Planck zmienił swą teorję, zakładając, że energja promienista zostaje jedynie emitowana poszczególnemi kwantami, lecz pochłaniana ciągłym strumieniem. Ostatecznie jednak odrzucił tę hipotezę.

Przekonamy się później, że ośrodkami emisji i absorbcji energji promienistej są *atomy* i *cząsteczki.* Tak więc Planck założył, że radjatory wysyłają i pochłaniają energję promienistą oddzielnemi kwantami. Wychodząc z tego założenia, wyprowadził teoretycznie wzór, który daje prawo rozkładu energji w widmie ciała doskonale chłonącego w dowolnej temperaturze. Nie będziemy tu podawać dość skomplikowanego wzoru Plancka, i oczywiście nie mamy możności wskazać metody jego wywodu, którego zrozumienie wymaga głębszej znajomości matematyki wyższej, termodynamiki, rachunku prawdopodobieństwa i t. d. Nietyle ważnym jest dla nas sam wzór, ile fakt, iż *wyraża on w sposób niewątpliwy prawo rokładu energji w widmie ciała doskonale chłonącego,* otrzymane bowiem zeń wartości energji zgadzają się dokładnie z danemi, które daje doświadczenie. W 1920 r. Nernst powątpiewał w słuszność wzoru Plancka dla dużych długości fali, t. j. dla dalekiej podczerwieni. Wykonany jednak wówczas (1921) przez Rubensa nowy szereg doświadczeń, który sięgał promieni o dł. f. 52,2 μ (prawie 5 oktaw od promie-

ni czerwonych wlewo), w obrębie temperatur od —170°C do 1558°C, dał *zupełną zgodność z wzorem* P l a n c k a. Zasadnicza hipoteza, dotycząca emisji i absorbcji energji promienistej poszczególnemi kwantami, otrzymała w ten sposób trwałą podstawę.

Teorja P l a n c k a daje również *wielkość kwantu* w zależności od rodzaju promieniowania, t. j. jego położenia w widmie energji promienistej. Unikamy wogóle wywodów matematycznych, tym razem jednak uczynimy wyjątek ze względu na podstawowe znaczenie i dużą prostotę wymienionej zależności. Wprowadzimy też greckie symbole, których się tu powszechnie używa. Wielkością kwantu jest ta *ilość energji*, którą kwant uosabia, t. j. atom lub cząsteczka jednorazowo emituje lub pochłania. Wymienioną ilość energji, lub prościej kwant, będziemy mierzyć w ergach (rozdz. I, § 5), oznaczać zaś przez ε. P l a n c k znalazł, że wielkość kwantu zależy od rodzaju promieniowania, a mianowicie, że **kwant jest proporcjonalny do częstości drgań**, t. j. do liczby drgań na sekundę. Przekonaliśmy się (rozdz. II, § 1), że długość fali jest odwrotnie proporcjonalna do częstości drgań; to też *kwant jest odwrotnie proporcjonalny do długości fali. Kwanty rosną zatem w widmie od lewej strony ku prawej.* W dalekiej podczerwieni kwanty są bardzo małe; natomiast w promieniach röntgenowskich, w promieniach gamma oraz kosmicznych są one największe. Oznaczmy częstość drgań przez ν; wtedy ε jest proporcjonalne do ν. Spółczynnik proporcjonalności oznaczamy przez h. Jest to sławna *stała* P l a n c k a, której należy się słusznie nazwa władczyni współczesnej fizyki, ma ona bowiem ogromne znaczenie we wszystkich prawie jej działach. Tak więc piszemy

$$\varepsilon = h\nu. \tag{1}$$

Wartość liczbowa stałej h zależy tylko od wyboru jednostek, któremi mierzymy energję ε; częstość ν jest liczbą zupełnie określoną, ponieważ zgodziliśmy się na jednostkę czasu — *sekundę*. Z drugiej strony zgodnie z umową kwanty ε mamy również mierzyć w *ergach*, wymiar h jest przeto zupełnie określony. Kwant jest w porównaniu z ergiem wielkością bardzo małą, zaś liczba ν drgań elektromagnetycznych (na *sek)* jest naogół olbrzymia, nprz. 5.10^{14} w środkowej części widma widzialnego, 4.10^{19} dla skrajnych promieni röntgenowskich. Stąd wynika, że h musi być wielkością niezmiernie małą, a mianowicie:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon\ (w\ ergach) &= h\nu \\ h = 6{,}54.10^{-27} &= \frac{6{,}54}{10^{27}}\ erg.\ sek. \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Tak więc, jeśli kwant wyrazić w ergach, zaś częstość ν brać na *sek*, wtedy h równa się liczbie 6,54 podzielonej przez jedność z 27 zerami. Wielkość h nosi jeszcze z pewnych względów nazwę *kwantu działania* w odróżnieniu od ε, który jest *kwantem energji*. Dla zilustrowania wielkości kwantów ε, przytoczymy dwa przykłady. Kwant energji promienistej, odpowiadającej średniej części widma widzialnego (dł. f. 0,5 μ) wynosi

$$\varepsilon(0{,}5\ \mu) = 3{,}9 \cdot 10^{-12} = \frac{3{,}9}{10^{12}}\ \text{erg}.$$

Oznacza to, że około 250.000 miljonów kwantów tego promienia posiada energję jednego erga. Gdyby istotnie promienie H e s s a (kosmiczne) miały dł. f. 0,5 X (rozdz. II, § 1), wtedy kwant takiego promieniowania miałby energję

$$\varepsilon = \frac{1}{50\,000}\ \text{erg},$$

tak więc już 50.000 kwantów stanowiłoby energję jednego erga. W ścisłym związku z zagadnieniem promieniowania i pochłaniania energji promienistej przez atomy znajduje się jeszcze inne bardzo doniosłe zagadnienie, o którem podamy chwilowo parę uwag wstępnych, by później jeszcze doń powrócić. Jeśli mianowicie emitujący radiator traci i pochłania energję całkowitemi kwantami ε, możnaby stąd wnioskować, że całkowity zasób energji J tego ośrodka musi być całkowitą wielokrotnością ε, t. j., że J może posiadać tylko znaczenia:

$$J = 0,\ \varepsilon,\ 2\varepsilon,\ 4\varepsilon\ \text{i t. d.} \tag{3}$$

Rozumowanie to jest jednak błędne. Musimy bowiem założyć, że w pewnych wypadkach energja radiatora może również przybierać znaczenia

$$J = \frac{1}{2}\varepsilon,\ 1\frac{1}{2}\varepsilon,\ 2\frac{1}{2}\varepsilon,\ 3\frac{1}{2}\varepsilon,\ 4\frac{1}{2}\varepsilon\ \text{i t. d.} \tag{4}$$

Wynika stąd w każdym razie doniosły wniosek: energja radiatora nie może przybierać zupełnie dowolnych, t. j. jakichkolwiek wartości, te ostatnie są natomiast ściśle określone i stanowią ciąg wielkości, którego poszczególne wyrazy różnią się od siebie o jeden kwant. Każdemu zasobowi energji odpowiada określony *stan radiatora*. Wniosek ten można sformułować jeszcze inaczej: *radiator* mianowicie *nie może istnieć w dowolnym*

stanie energetycznym. Możliwym jest dlań tylko pewien ściśle określony ciąg poszczególnych stanów. W każdym z tych stanów radiator może trwać w ciągu pewnego określonego choćby bardzo krótkiego czasu, w pewnych zaś wypadkach też nieograniczenie długo. Z tego też powodu wymienione wyżej możliwe stany radiatora noszą jeszcze nazwę *trwałych*[1]). W innych stanach, znajdujących się pomiędzy ustalonemi radiator istnieć nie może. Pojęcie oddzielnych stanów radiatora jest dla fizyki współczesnej charakterystyczne, znika z niej bowiem stopniowo pojęcie ciągłości. Już w starożytności spotykamy pogląd, że materja nie wypełnia całkowicie przestrzeni , lecz składa się z poszczególnych cząstek t. j. atomów. Ten sam pogląd znajdujemy następnie w nauce o elektryczności, gdzie wprowadzamy pojęcie elektronów i protonów. Szczególnie wyraźnie wreszcie występuje ta idea w hipotezie kwantów energji promienistej, gdzie przyjmuje nową niespodziewaną postać zwłaszcza w pojęciu możliwych dla radiatora stanów trwałych. Doskonały zdawna znany przykład nieciągłości dają widma prążkowe, które rozpatrzymy w paragrafie następnym. To, co wyżej zostało wyłożone, można w następujący sposób uogólnić. Nazwijmy *układem* zespół złożony, lecz będący jednocześnie pewną całością, zbiorem w ten lub inny sposób związanych ze sobą elektronów i protonów. Przekonamy się w teorji budowy atomu, że przykładem takiego układu jest atom. W zastosowaniu do „układu" podany wyżej nowy pogląd przybiera postać następującą. Każdemu możliwemu stanowi układu odpowiada zupełnie określony zasób energji tego układu. Wielkość tego zasobu nie może być zupełnie dowolna; poszczególne możliwe jego wartości tworzą ciąg oddzielnych, ściśle określonych wielkości, które oznaczymy przez:

$$J = J_1, J_2, J_3, J_4, J_5 \text{ i t. d.} \qquad (4,a)$$

Niemożliwe są wartości leżące pomiędzy wymienionemi w ciągu dowolnego skończonego czasu. Innemi słowy, w ciągu *skończonego*, choćby bardzo krótkiego czasu, układ może znajdować się tylko w ściśle określonych, odrębnych stanach, które można nazwać *trwałemi.* W stanach pośrednich układ znaleźć się nie może; w ciągu choćby dowolnie krótkiego czasu może on przez te stany tylko przechodzić przy przejściu z jednego stanu możliwego w inny. Wartości (3) i (4) stanów energji radiatora są tylko poszczególnemi przypadkami ciągu (4,a), gdy wielkości J_1, J_2, J_3, J_4 i t. d. stanowią postęp arytmetyczny, w którym różnica wyrazów sąsiednich jest jednakowa i równa kwantowi ε.

---

[1]) Używa się też terminu *stany stateczne* (Przyp. tłum.).

§ 4. Widma prążkowe i pasmowe.

W § 2 tego rozdziału mówiliśmy, że widma emisyjne są ciągłe, prążkowe i pasmowe. Widmom ciągłym poświęcone były § 2 i § 3. Przechodzimy obecnie do widm prążkowych i pasmowych. Oba te rodzaje widm wysyłają, jak dla krótkości będziemy mówili, *świecące gazy i pary*. Widmo prążkowe składa się z oddzielnych jasnych prążków, rozrzuconych w różnych częściach widma; oczywiście barwa każdego prążka widzialnego odpowiada położeniu, które w widmie zajmuje, to znaczy jest identyczna z barwą tegoż miejsca w widmie ciągłem. Liczba prążków danego świecącego gazu lub pary może być bardzo wielka i sięgać wielu tysięcy, przyczem występować one mogą w podczerwonej, widzialnej i nadfiołkowej części widma. Natężenie lub blask prążków tego samego widma jest różne, począwszy od najjaśniejszych, a skończywszy na ledwo widzialnych. Należy podkreślić, że wiele ciał obok widma prążkowego wysyła również poszczególne odcinki widma *ciągłego*. Części te są przytem rzeczywiście ciągłe, t. j. nie dają się w dalszym ciągu rozkładać na oddzielne bliskie siebie prążki, nawet przy silnej dyspersji, która, powiększając długość widma, rozsuwa tem samem poszczególne jego części i pozwala obserwować drobniejsze szczegóły jego budowy.

Widma pasmowe składają się z szeregu pasm różnej szerokości, występujących w różnych częściach widma. Każde pasmo posiada zazwyczaj wyraźną granicę z jednej strony, z drugiej natomiast—blask jego stopniowo słabnie do zera, nie może więc być mowy o określonym brzegu lub wogóle miejscu, gdzie się pasmo kończy. Wyraźna granica pasma może się znajdować zarówno z jego lewej jak i prawej strony. Pasma, o których mowa, nie są nigdy ciągłemi; *rozkładają się one przy dostatecznie silnej dyspersji na dużą liczbę bardzo cienkich i bliskich siebie prążków.*

Liczba, rozkład i względny blask prążków lub pasm są charakterystyczne dla danego emitującego gazu lub pary. Zauważyć jednak należy, iż ta sama substancja dawać może cały szereg różnych widm, zależnie od przyczyny, która emisję wywołuje. Przypomnijmy, że taką przyczyną jest zazwyczaj przejście prądu elektrycznego przez gaz lub parę, do czego używa się zwykle rurki geisslerowskiej, łuku Volty lub wyładowania iskrowego. Emisja gazów i par może być wywołana i innemi sposobami; do tych należy *fotoluminescencja*, którą rozpatrzymy szczegółowo później (rozdz. V).

Wiemy obecnie, że *atomy emitują widma prążkowe, cząsteczki zaś — pasmowe.* Nie dowodzi to jednak, aby gazy składające się z dwuatomowych cząsteczek nie mogły dawać widma prążkowego. Okazuje się przeciwnie, że np. wodór, azot, tlen, a więc gazy dwuatomowe, dają z łatwością wi-

dma prążkowe. Tłumaczy się to tem, że *przy przejściu elektryczności przez wymienione gazy następuje przedewszystkiem rozkład cząsteczki* na atomy, które też są następnie źródłem obserwowanej emisji, dającej widmo prążkowe. Jeżeli jednak wspomniany rozkład dwu- lub wieloatomowych cząsteczek nie zachodzi, wtedy otrzymamy zawsze widma pasmowe.

Bardzo ciekawym jest przypadek, wykryty stosunkowo niedawno, który jest jakgdyby odwrotnym do wyżej rozpatrzonego. W rozdz. II, § 1 mówiliśmy mianowicie o istnieniu gazów jednoatomowych, do których należą gazy szlachetne oraz pary metali, przedewszystkiem — rtęci. Wskazaliśmy tam również, że w pewnych jednoatomowych gazach, przedewszystkiem zaś w helu i parach rtęci, tworzą się nietrwałe, t. j. szybko rozpadające się cząsteczki dwuatomowe. Obecnie łatwo zdać sobie sprawę, jaką drogą został ten niespodziewany fakt wykryty. Chodzi o to, że w widmach helu i rtęci, w pewnych ściśle określonych warunkach można zauważyć łącznie z licznemi prążkami również i poszczególne pasma, które też świadczą o obecności w tych naogół jednoatomowych gazach cząsteczek złożonych. Dalsze badania wykazały, że mamy w tym wypadku do czynienia z dwuatomowemi cząsteczkami rtęci i helu. Okazało się następnie, że tego rodzaju dwuatomowe cząsteczki powstają również w parach sodu, potasu, cynku, kadmu i wapnia. We wszystkich tych wypadkach atomy, które wchodzą w skład cząsteczki, są bardzo słabo ze sobą związane, to też tory elektronów są mało zmienione. Dowodzi tego pozatem podobieństwo pomiędzy rozkładem pasm widma cząsteczkowego oraz prążków widma atomowego. Widma pasmowe świadczą również o istnieniu różnych *związków nietrwałych,* których nie można otrzymać metodami chemji. Należą tu *związki wodorowe* (wodorki) *metali* cynku, kadmu, rtęci, magnezu i wapnia, których cząsteczki składają się z jednego atomu wodoru i jednego atomu metalu. W 1928 r. na tej samej drodze wykryto związek wodorowy glinu oraz inne związki, np. związki dwu metali alkalicznych, związki talu z rtęcią, indu z kadmem. Jedynie widmom pasmowym zawdzięczamy wykrycie krótkotrwałych i nieprzewidzianych przez chemję związków.

Zajmiemy się obecnie widmami prążkowemi. Składają się one, jak już mówiliśmy, z licznych prążków rozrzuconych w podczerwonej, widzialnej i nadfiołkowej częściach widma; każdemu prążkowi odpowiada ściśle określona częstość drgań. W ciągu dłuższego czasu usiłowano wykryć jakiekolwiek związki pomiędzy liczbami, wyrażającemi częstość drgań prążków widma dowolnego pierwiastka. Osiągnął to po raz pierwszy B a l m e r, nauczyciel gimnazjalny w Bazylei, dla widma wodoru, w 1885 r. W czę-

ści widzialnej widma wodoru mamy tylko 5 prążków: czerwony, zielony, niebieski i dwa fiołkowe; oznacza się je zwykle przez α, β, γ, δ, ε. Prócz widzialnych znajdujemy w widmie wodoru jeszcze liczne prążki w nadfiolecie; ostatnio wykryto również stosunkowo niewielką ich ilość w podczerwieni. Grupę prążków, które są niewątpliwie ze sobą związane pewną zależnością, nazywa się *serją prążków*. Zależność pomiędzy prążkami tej samej serji polega nietylko na związku czysto matematycznym częstości drgań, odpowiadających poszczególnym prążkom; prążki tej samej serji mają też pewne jednakowe własności. Tak np. wygląd prążków, a więc czy są wyraźne, czy też rozmyte, jest w serji identyczny; podobnie i inne własności prążków tej samej serji są jednakowe; będzie o tem mowa w rozdziale omawiającym wpływ sł magnetycznych na emisję promieniowania. (Zjawisko Zeemana, rozdz. XIV).

Dawno już zauważono, że pewne widma składają się z dwójek, t. j. prążków ułożonych parami. Należą tu widma par metali alkalicznych. Jako przykład może służyć znany podwójny żółty prążek sodu. Stwierdzono również, że pewne widma składają się z trójek, t. j. z grup o trzech prążkach. Należą tu np. pary ziem alkalicznych, magnezu, wapnia, cynku i in. W ostatnich latach wykryto serje, składające się z grup pięciu, siedmiu, i większej liczby prążków; tego rodzaju grupy noszą nazwę *multipletów*.

Dokładne zbadanie widm prążkowych różnych pierwiastków przyczyniło się do powstania bardzo obszernego działu nauki o budowie widm, t. j. o podziale wszystkich prążków widmowych na serje oraz o zależnościach, którym prążki te podlegają. Ne będziemy się zatrzymywali nad tą ogromną dziedziną poczęści bardzo skomplikowanych faktów. Ograniczymy się jedynie do niewielu szczegółów, z któremi spotkamy się, przy omawianiu *teorji budowy atomu*. Tak więc wykryto przedewszystkiem, że w wielu widmach istnieje szereg niejako niezależnych od siebie seryj, z których trzy dają się obserwować stosunkowo łatwo, czwarta zaś i piąta — w rzadkich tylko wypadkach i niewielkiej tylko liczbie prążków. Wszystkie te serje stanowią *układ seryj;* w wielu widmach znaleziono parę takich układów seryj. Serje te mogą być *pojedyńcze* (składające się z pojedyńczych prążków) lub dwójkowe, trójkowe i t. d. Nie będziemy się zatrzymywali tu oczywiście nad licznemi związkami, które zostały w tej dziedzinie wykryte. Zanotujemy tylko fakt bardzo znamienny. Każdą serję rozpoczyna t. zw. *prążek czołowy,* którym jest prążek najjaśniejszy (pojedyńczy, dwójkowy, trójkowy, zależnie od rodzaju serji). Od prążka czołowego serja ciągnie się zawsze z lewej ku prawej stronie, t. j. w kierunku malejących długości fali. Blask (natęże-

nie emisji) prążków stopniowo słabnie, maleje również odległość prążków sąsiednich. Prążki układają się coraz to gęściej, i wreszcie tworzą *zakończenie* serji, w którem nie można już oddzielić jednego prążka od drugiego. Liczba prążków w zakończeniu serji jest w pewnym sensie nieskończenie wielka. Zakończenie serji posiada zupełnie określoną granicę, położenie której, jak się przekonamy, może być teoretycznie zupełnie ściśle wyznaczone, chociaż trudno byłoby wskazać je doświadczalnie. Tak więc każda serja posiada z obu stron zupełnie określone granice.

Musimy poznać dokładnie widmo *wodoru*, mające ogromne znaczenie w teorji budowy atomu. W widmie wodoru wykryto *cztery serje* prążków pojedyńczych. *Pierwsza* (nazwiemy ją później drugą) nosi nazwę serji B a l m e r a, ku czci uczonego, który wykrył prawa rozkładu jej prążków (p. wyżej); należą do niej prążki widzialne, czerwony, zielony, niebieski i dwa fiołkowe, o których już wspominaliśmy. Prążek czerwony jest czołowym serji; jego dł. f. wynosi 6562,8 Å. Wszystkie prążki, począwszy od szóstego, znajdują się już w nadfiolecie; do chwili obecnej udało się zaobserwować (poczęści w widmach gwiazd) pierwsze 31 prążków serji B a l m e r a. Koniec serji znajduje się dla długości fali 3647,0 Å. Godnem uwagi jest to, że poza tym końcem ciągnie się jeszcze widmo *ciągłe* dalej ku prawej stronie. Słabnie ono stopniowo w ten sposób, że ustalenie dokładnego położenia jego końca jest niemożliwe; w przybliżeniu można stwierdzić, że widmo ciągłe ciągnie się do długości fali 2000 Å. Unikamy wzorów matematycznych, jednakże tym razem uczynimy wyjątek i podamy *wzór na serję* B a l m e r a, który natychmiast daje częstości ν *wszystkich prążków* tej serji. Dajemy go w postaci nieco zmienionej, w jakiej stale się go obecnie stosuje. Sławny ten wzór ma mianowicie postać następującą:

$$\left.\begin{aligned} \nu &= R\left\{\frac{1}{4}-\frac{1}{k^2}\right\} \\ R &= 3{,}29.10^{15} \\ k &= 3, 4, 5, 6, 7 \text{ i t. d.} \end{aligned}\right| \qquad (5)$$

We wzorze tym liczba R nazywa się *stałą* R y d b e r g a ku czci sławnego uczonego szwedzkiego, który ogłosił wiele prac o prążkach widmowych. R y d b e r g odkrył fakt zadziwiający, że *ta sama stała R wchodzi do wszystkich wzorów, wyrażających częstość drgań prążków seryj dowolnych widm prążkowych.* Jeżeli zamiast k podstawić kolejno liczby 3, 4, 5, 6, 7 i t. d. do nieskończoności, wówczas otrzymamy częstości drgań ν wszystkich prążków serji B a l m e r a od czołowego prążka aż do końca. Dla $k = 3$ mamy:

$$\nu = R\left\{\frac{1}{4} - \frac{1}{9}\right\} = \frac{5}{36}R = \frac{5}{36}\cdot 3{,}29\cdot 10^{15},$$

Aby otrzymać długości fali (w *cm*), mając częstości ν, należy prędkość światła, t. j. 3.10^{10} podzielić przez ν, p. § 1, wzór (1,a). W ten sposób otrzymamy zupełne dokładnie długość fali czołowego prążka (czerwonego) serji Balmera, która wynosi 6562,8 Å. Jeżeli podstawimy $k = 4$, otrzymamy

$$\nu = R\left\{\frac{1}{4} - \frac{1}{16}\right\} = \frac{3}{16}R = \frac{3}{16}\cdot 3{,}29\cdot 10^{15},$$

stąd zaś znowu zupełnie dokładnie długość fali drugiego (zielonego) prążka tej samej serji, a mianowicie 4861,3 Å. Weźmy $k = 5$, wtedy

$$\nu = R\left\{\frac{1}{4} - \frac{1}{25}\right\} = \frac{21}{100}R = 0{,}21\cdot 3{,}29\cdot 10^{15},$$

mamy teraz długość fali trzeciego (niebieskiego) prążka serji Balmera — 4340,5 Å, co jest zupełnie zgodne z danemi doświadczalnemi dla wodoru. Jeżeli we wzorze (5) weźmiemy kolejno $k = 6, 7, 8, 9$, i t. d., to otrzymamy częstości a więc i długości fali wszystkich następnych prążków serji Balmera. Dla k nieskończenie wielkiego otrzymamy granicę serji, t. j. koniec jej „zakończenia". W tym wypadku drugi wyraz w nawiasie staje się zerem, pozostaje

$$\nu = \frac{1}{4}R = \frac{1}{4}\cdot 3{,}29\cdot 10^{15},$$

stąd zaś szukana długość fali wynosi 3647,0 Å. Jest to właśnie teoretyczne wyznaczenie granicy serji, o którem wyżej była mowa, a którego doświadczalnie dokładnie dokonać nie można. Wzór (5) dla pewnych względów, rozpatrzonych niżej, przepiszemy w postaci:

$$\left.\begin{aligned} \nu &= R\left\{\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2}\right\} \\ R &= 3{,}29\cdot 10^{15} \\ k &= 3, 4, 5, 6, 7 \text{ i t. d.} \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Druga serja prążków widma wodoru (którą byłoby właściwiej nazwać pierwszą, zaś serję Balmera — drugą) znajduje się w dalekim nadfiolecie. Częstości drgań jej prążków wyznacza wzór:

$$\nu = R\left(1 - \frac{1}{k^2}\right),$$

co możemy analogicznie do (6) napisać w postaci

$$\left.\begin{aligned} \nu &= R\left\{\frac{1}{1^2} - \frac{1}{k^2}\right\} \\ R &= 3{,}29 \cdot 10^{15} \\ k &= 2,\ 3,\ 4,\ 5,\ 6 \text{ i t. d.} \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Dla $k = 2$ znajdujemy dla czołowego prążka serji

$$\nu = R\left\{\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right\} = \frac{3}{4}R = \frac{3}{4} \cdot 3{,}29 \cdot 10^{15},$$

stąd zaś długość jego fali wynosi 1215,7 Å. Następnie $k = 3$, 4 i t. d. dają długości fali drugiego, trzeciego i t. d. prążków tej serji również zupełnie zgodnie z doświadczeniem. Zauważmy, że serja ta nosi nazwę *głównej*. Dla k nieskończenie wielkiego otrzymujemy ν granicy tej serji

$$\nu = R = 3{,}29 . 10^{15}$$

zaś na długość fali — 911,75 Å. Przekonamy się, że *musi nim być skrajny (z prawej strony) prążek całego widma wodoru.* Istotnie w najdalszej części widma nadfiołkowego, którą zbadano do długości fali 136 Å (rozd. III, § 1) nie znaleziono ani jednego prążka wodoru. *Trzecia* serja wodoru znajduje się w podczerwieni; wzór jej jest następujący:

$$\left.\begin{aligned} \nu &= R\left\{\frac{1}{9} - \frac{1}{k^2}\right\} = R\left\{\frac{1}{3^2} - \frac{1}{k^2}\right\} \\ k &= 4,\ 5,\ 6,\ 7,\ 8 \text{ i t. d.} \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Dla $k = 4$ mamy czołowy prążek tej serji, najdalszą od widma widzialnego. W tym wypadku

$$\nu = R\left\{\frac{1}{9} - \frac{1}{16}\right\} = \frac{7}{144}R = \frac{7}{144} \cdot 3{,}29 \cdot 10^{15},$$

zaś długość fali wynosi 1,8751 μ; dla drugiego prążka ($k = 5$) znajdujemy długość fali 1,2817 μ. Te dwa prążki znalazł P a s c h e n (1908) i następnie jeszcze parę dalszych prążków B r a c k e t t (1922). Granica tej serji (k — nieskończenie wielkie) znajduje się dla $\nu = {}^1/_9\, R$, odpowiada

to długości fali 0,8205 μ, co już jest niezbyt daleko od widma widzialnego. Wreszcie, *czwarta* serja widma wodoru znajduje się w dalszej podczerwieni, częstości prążków tej serji, zgodnie z teorją, daje wzór:

$$\left.\begin{array}{l} \nu = R\left\{\frac{1}{16} - \frac{1}{k^2}\right\} = R\left\{\frac{1}{4^2} - \frac{1}{k^2}\right\} \\ k = 5, 6, 7, 8, 9 \text{ i t. d.} \end{array}\right\} \quad (9)$$

Dla $k = 5$ i $k = 6$ mamy czołowy prążek o fali 40,5 μ oraz drugi prążek dla 2,63 μ. Dwa te prążki wykrył dokładnie w miejscach przewidzianych również B r a c k e t t (1922); granica tej serji odpowiada $\nu = {}^1/_{16}\, R$, t. j. znajduje się przy długości fali 1,459 μ. Rozpatrując wzory (6), (7), (8) i (9), widzimy że są one wszystkie jednego typu i stanowią wypadki szczególne jedynego ogólnego wzoru:

$$\left.\begin{array}{l} \nu = R\left\{\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2}\right\} \\ R = 3{,}29.10^{15} \\ i = 1, 2, 3, 4, 5 \text{ i t. d.} \\ k = i + 1, i + 2, i + 3, i + 4 \text{ i t. d.} \end{array}\right\} \quad (10)$$

Wzór powyższy wyraża częstość drgań wszystkich prążków wszystkich seryj widma wodoru. Serje różnią się liczbą całkowitą *i*, która dla danej serji jest stałą. Poszczególne prążki wyznacza liczba całkowita *k*, która musi być większa od *i*. Jeśli weźmiemy $i = 5$ i $k = 6, 7, 8$ i t. d lub $i = 6$ i $k = 7, 8, 9$ i t. d., wtedy otrzymamy piątą i szóstą serję wodoru, które znajdują się w coraz dalszych częściach podczerwieni. Łatwo zrozumieć, że granice wszystkich seryj muszą leżeć przy

$$\left.\begin{array}{l} \nu = \frac{1}{i^2} R = \frac{1}{i^2}\, 3{,}29 \cdot 10^{15} \\ i = 1, 2, 3, 4, 5 \text{ i t. d.} \end{array}\right\} \quad (11)$$

We wzorach (10) i (11) otrzymujemy pierwszą t. j. nadfiołkową serję (powyżej mówiliśmy o niej jako o drugiej), jeżeli przyjąć $i = 1$; serja B a l m e r a odpowiada liczbie $i = 2$; gdy $i = 3, 4$ i t. d. otrzymujemy różne serje podczerwone widma wodoru.

Rozpatrzone wyżej widmo wodoru, które jest widmem prążkowem, wysyłają atomy *wodoru;* oczywiście emisję tę poprzedzać musi rozkład, lub, jak się zwykle mówi, *dysocjacja* cząsteczek dwuatomowych, z których się składa zwykły wodór. Okazuje się jednak, że w pewnych

warunkach, gdy wzbudzający świecenie gazu prąd elektryczny jest bardzo słaby, można zauważyć w rurce geisslerowskiej inne jeszcze widma, zwane *wielolinjowemi*, emitowane, jak wykazały badania, niewątpliwie przez *cząsteczki* wodoru, które wskutek małego natężenia prądu elektrycznego nie mogły ulec dysocjacji. Wiemy, że cząsteczki dają widma pasmowe, przyczem pasma składają się z licznych gęsto rozłożonych prążków. Dla cząsteczki wodoru wszystkie te prążki są jednak bardzo rozsunięte; każde pasmo wyradza się jakgdyby w układ rozsuniętych prążków, występujących w dużej liczbie, zwłaszcza w części widzialnej, w której atom daje tylko 5 prążków serji Balmera. Prace wielu uczonych, rozpoczęte w 1912 r. i ogłaszane obficie w latach 1926 i 1927, stwierdzają, że prążki widma cząsteczek wodoru mogą być połączone w grupy, z których każda jest jakgdyby rozsuniętem pasmem, przyczem prążki każdej grupy podlegają zupełnie innym prawom, niż te, które są objęte wzorem (10). Zostały one wykryte jeszcze w 1886 r. przez Deslandres'a dla prążków, wchodzących w skład pasm typowych widm pasmowych. W ten sposób wielolinjowe widmo wodoru jest niewątpliwie zwyrodniałem widmem pasmowem.

§ 5. Widma prążkowe i pasmowe (c. d.).

Prócz rozpatrzonego wyżej szczegółowo widma wodoru, musimy jeszcze omówić bardzo interesujące widmo helu, którego znajomość będzie nam później potrzebna. Odróżniamy *trzy rodzaje widma helu. Pierwsze* otrzymujemy, gdy przez hel przechodzi wyładowanie iskrowe, np. cewki indukcyjnej. Otrzymywane wówczas widmo jest, co do swego ogólnego charakteru, bardzo zbliżone do widma wodoru, wszystkie jego serje wyznacza wzór (10) z tą jednak różnicą, że zamiast spółczynnika R mamy $4R$, i że stała R jest dla helu nieco większa, niż dla wodoru, a mianowicie

$$\frac{R\ (\text{hel})}{R\ (\text{wodór})} = 1{,}00041 \qquad (11,\text{a})$$

Różnica jest niewielka i wynosi 0,04%; przekonamy się jednak, jak ważną rolę odegrała ta liczba w początkach powstania nowej teorji budowy atomu (1914). *Drugie* widmo, otrzymywane zapomocą płonącego w helu łuku Volty składa się jakgdyby z dwu nałożonych na siebie widm, z których jedno zawiera prążki pojedyńcze, drugie zaś — dwójkowe. W każdem z nich stwierdzono serje widmowe. Przeko-

namy się później, że widmo tego samego atomu nie może składać się z seryj, z których jedne zawierałyby prążki pojedyńcze lub trójkowe, drugie zaś — dwójkowe. Drugie widmo (łukowe) jest niewątpliwie emitowane przez atomy helu, które nie uległy przemianie, zwanej *jonizacją*. Jonizacja polega na tem, że atom helu traci jeden elektron; zjawisko to rozpatrzymy później dokładnie. Drugie widmo otrzymujemy niewątpliwie od atomów zwykłego, niezmienionego helu. Obecność pojedyńczych i dwójkowych seryj wskazuje, że hel *składa się z dwu gatunków atomów*, mających zupełnie jednakowy ciężar atomowy 4; nie są one więc w każdym razie przykładem *izotopów*, którym będzie poświęcona część rozdz. XI. Wspomniane dwa gatunki helu noszą nazwę *parahelu i ortohelu*, pierwszy daje widmo, składające się z prążków pojedyńczych, drugi zaś z dwójkowych. Różnią się one niewątpliwie wewnętrzną budową swych atomów, *rozkładem* mianowicie tych części, z których owe atomy są zbudowane. Nie możemy jednak dotychczas wymienić dokładnie istoty owej różnicy, najbardziej jednak przyjętą hipotezę rozpatrzymy później. *Trzecie widmo helu, wielolinjowe*, zostało wykryte w 1913 r. Wysyłają je niewątpliwie *dwuatomowe cząsteczki helu*, powstające z atomów, z których każdy pod wpływem silnych wyładowań elektrycznych stracił jeden elektron. Cząsteczki te tworzą się prawdopodobnie ciągle, lecz wskutek swej nietrwałości rozpadają się szybko na atomy. Widmo wielolinjowe zbliża się pod względem wyglądu zewnętrznego do widm *pasmowych* bardziej, niż analogiczne widmo wodoru. Zawiera ono grupy prążków, przypominające pasmo o mniej więcej wyraźnych głowicach.

Co się tyczy innych pierwiastków (gazów lub par), ograniczymy się do jednej doniosłej uwagi. W ostatnich latach stwierdzono mianowicie, że pierwiastki dawać mogły *cały szereg, czasami do siedmiu, widm prążkowych*, odpowiadających różnym możliwym stanom jonizacji atomu (p niżej). Pierwszy tego rodzaju przykład wykryto w 1923 r., najwięcej zaś, począwszy od 1926 r. Poszczególne te widma oznacza się obecnie cyframi rzymskiemi umieszczonemi obok symbolów literowych. (rozdz. II, § 2, tabl. 2). Cyfra I odnosi się przytem do atomu normalnego, cyfry II, III i t. d. do atomów, które uległy przemianom jonizacyjnym: rosnąca liczba rzymska wskazuje rosnący stopień tej przemiany. Widmo normalne (I) otrzymuje się w łuku Volty i nosi z tego powodu nazwę *widma łukowego;* pozostałe (II, III i t. d.) występuje w wyładowaniach iskrowych, noszą one też z tego powodu nazwę *widm iskrowych.* Widmem łukowem helu (He) jest właśnie He I, iskrowem zaś — He II. W 1923 r. Paschen wykrył widma glinu Al II i Al III, magnezu

Mg II i chloru Cl II. Następnie znaleziono np. widma krzemu do Si IV, węgla do C IV, magnezu do Mg IV, tlenu do O III azotu do N III, cyrkonu do Zr IV, miedzi Cu II, żelaza do Fe III, ołowiu do Pb IV, manganu do Mn VII, chromu do Cr V, potasu do K IV, arsenu do As V, cyny do Sn V i t. d. Widzimy stąd, że każdemu pierwiastkowi odpowiada cały szereg widm prążkowych zgoła do siebie niepodobnych. Do zagadnień tych jeszcze wrócimy.

Obecnie przejdziemy do bardzo doniosłego dla późniejszych rozważań zagadnienia zależności ogólnego charakteru widma prążkowego pierwiastka od jego miejsca w układzie perjodycznym Mendelejewa (rozdz. II, § 1, tabl. 1 i 2). Mówiliśmy już, że wszystkie widma *pierwiastków* mogą być tylko dwu rodzajów: albo wszystkie serje danego widma składają się z dwójek, albo też poszczególne serje mogą się składać z prążków pojedyńczych, inne zaś z trójek; natomiast nie jest rzeczą możliwą, aby w tem samem widmie jedne serje składały się z dwójek, inne zaś z prążków pojedyńczych lub trójek. Od czasu wykrycia *multipletów* można tę zasadę sformułować ogólniej. Zapoczątkowane w 1922 r. badania wykazały, że *wszystkie serje muszą składać się z prążków parzystej, bądź nieparzystej wielokrotności.* Tak więc w danem widmie poszczególne serje mogą się np. składać z dwójek, inne z czwórek, dalsze z szóstek, w innem zaś widmie jedne z nich mogą zawierać prążki pojedyńcze, drugie — trójkowe, trzecie — piątkowe i t. d. Przyjrzyjmy się tablicy Mendelejewa. Okazuje się, że *wszystkie pierwiastki tej samej kolumny dają widma tego samego typu, t. j. bądź pierwszego (parzyste), bądź też drugiego (nieparzyste grupy prążków).* Rydberg i Sommerfeld wykryli sławną *zasadę następczości*, która głosi: *Jeżeli w kolumnach układu perjodycznego przesuwać się w kierunku rosnących numerów kolumn, wówczas oba typy widma następują po sobie kolejno.* Jeżeli w pierwiastkach jednej z kolumn układu perjodycznego mamy serje widmowe z prążkami o parzystej wielokrotności, wtedy serje widm pierwiastków dwu grup z obu stron sąsiadujących będą zawierały prążki o nieparzystej wielokrotności. Okazuje się następnie, że największa możliwa wielokrotność prążków widmowych, a więc i całkowita liczba możliwych wielokrotności rośnie stopniowo w kierunku od lewej ku prawej stronie tablicy Mendelejewa, t. j. od metali alkalicznych do gazów szlachetnych, przytem rośnie o jedność przy przejściu od jednej kolumny do sąsiedniej prawej. Wiąże się z tem rosnąca komplikacja widma prążkowego przy przesuwaniu się w prawo od jednej kolumny tablicy Mendelejewa do następnej. Widma pierwszych dwu kolumn są stosunkowo proste, lecz widma ostatnich składają się z bardzo dużej ilości prążków.

Do r. 1922 udało się wykryć serje prążków prawie wyłącznie w pierwiastkach trzech pierwszych kolumn. Jest rzeczą możliwą, że już w niedalekiej przyszłości widma wszystkich pierwiastków będą zbadane zupełnie dokładnie, t. j. wszystkie ich prążki zostaną posegregowane według łączących serje związków. Przegląd poszczególnych kolumn daje następującą charakterystykę widm. Pierwsza kolumna, metale alkaliczne: wszystkie serje składają się z dwójek. Druga kolumna, metale ziem alkalicznych: jedne z seryj składają się z prążków pojedyńczych, inne z trójkowych. Trzecia kolumna: serje dwójek i czwórek. Czwarta: serje prążków pojedyńczych, trójkowych i piątkowych. W piątej muszą się znaleźć serje dwójek czwórek i szóstek. Zasada została wyjaśniona, możemy się przeto na tych przykładach zatrzymać

Mówiliśmy już o widmach tego samego pierwiastka, które oznaczamy cyframi I, II, III i t. d. Z pośród nich widmo I należy do atomu normalnego, którego struktura pozostała bez zmiany; otrzymujemy je w rurce geisslerowskiej lub pod wpływem łuku Volty płonącego w danym gazie lub parze. Widma wyższego rzędu II, III i t. d. otrzymujemy podczas wyładowań iskrowych w tych pierwiastkach, gdy wyładowania te stają się stopniowo coraz silniejsze. Wspominaliśmy już, aczkolwiek zagadnienie budowy atomu będzie rozpatrzone w rozdz. IV, że drugie widmo otrzymujemy, gdy atom stracił jeden elektron. Możemy tu dodać, że *widma II, III, IV i t. d. otrzymujemy, jeżeli od atomu oderwać 1, 2, 3 i t. d. elektronów.* Możemy obecnie przejść do bardzo doniosłej *zasady przesunięć,* wykrytej przez Kossela i Sommerfelda w 1919 roku; obecne, o wiele ogólniejsze sformułowanie tej zasady jest następujące: *przy każdorazowem przejściu w szeregu widm I, II, III, IV i t. d. od jednego widma do następnego charakter jego ulega niejako przesunięciu o jedno miejsce wlewo w szeregu grup tablicy* Mendelejewa. Tak nprz. widmo II metali ziem alkalicznych jest podobne do widma I metali alkalicznych, t. j. składa się już nie z seryj pojedyńczych prążków i trójek, lecz zawiera wyłącznie serje dwójek. To samo dotyczy widm III pierwiastków trzeciej kolumny, widm IV—czwartej kolumny i t. d. Widmo IV pierwiastka szóstej kolumny (np. chromu; prążki nieparzystej wielokrotności) składa się z dwójek i czwórek. Gdy przy powiększeniu natężenia iskry i kolejnem przesuwaniu sę w ciągu liczb I, II, III i t. d. widmo dojdzie do typu metali alkalicznych, wówczas sąsiadem jego z lewej strony okażą się gazy szlachetne. Mamy tu jaskrawą zmianę charakteru widma, bowiem z najprostszego zmienia się ono w najbardziej złożone. Istotnie już w 1894 r. zauważono, że sód i potas pod wpływem silnych wyładowań iskrowych dają widmo wielolinjowe podobne do

widm gazów szlachetnych. Począwszy od 1922 r. stwierdzono fakt analogiczny dla dwu innych metali alkalicznych — rubidu i cezu.

Na początku § 4 mówiliśmy o ogólnym wyglądzie *widm pasmowych*, wspominaliśmy też, że źródłem ich emisji są *cząsteczki*. Na fig. 2 mamy jedną z grup t. zw. pasm cyanowych, które obserwujemy w łuku Volty pomiędzy elektrodami węglowemi. Widzimy tu grupę pięciu pasm; długość fali krawędzi tych pasm została podana w angströmach. Cała grupa znajduje się w nadfiolecie; krawędzie pasm zwrócone są w stronę rosnących fal, t. j. ku widzialnej części widma. Uczony francuski Deslandres wykrył w 1885 r. zasadnicze prawa, którym czynią zadość prążki, zawarte, jak widzieliśmy, w widmie pasmowem. Ustalił on przedewszystkiem, że wszystkie prążki danego pasma można rozłożyć na pewne szeregi lub *serje prążków*, które są jakby nałożone jedne na drugie i biorą wszystkie początek w jednem miejscu, a mianowicie *w pobliżu krawędzi pasma*. W miarę posuwania się od krawędzi, prążki tej samej serji rozsuwają się coraz bardziej, przyczem *różnica częstości drgań dwu prążków sąsiednich rośnie w postępie arytmetycznym*. Wszystkie serje prążków tego samego pasma mają jednakową różnicę częstości prążków sąsiednich; natomiast serje rozmaitych pasm tego samego widma mają rozmaite różnice częstości drgań. Stąd wynika, że częstość drgań ν prążków tej samej serji wyraża wzór postaci

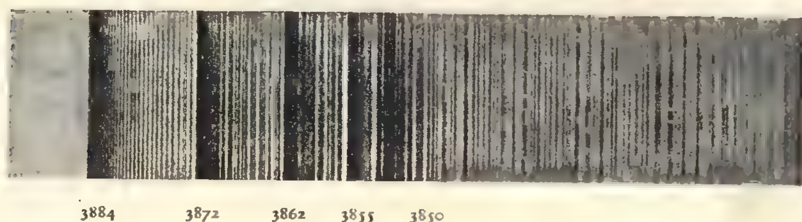


Fig. 2

$$\nu = a + bm^2, \tag{12}$$

gdzie a i b są dla danej serji liczbami stałemi; m — liczba porządkowa 1, 2, 3, 4 i t. d. prążków, licząc od początku serji, t. j. od krawędzi pasma.

Z powyższego widać, że spółczynnik b jest prawie jednakowy dla wszystkich seryj tego samego pasma. Gdy mamy *grupę pasm*, wtedy ich krawędzie w kierunku do wewnątrz pasma, (t. j. od lewej ku prawej stronie na fig. 2) *stopniowo się zbliżają do siebie*. Pasma *zbliżają* się ku sobie więc w kierunku, w którym ich prążki się rozsuwają. Częstości ν dla *krawędzi grupy pasm* czynią zadość równaniu postaci (12), t. j.

$$\nu = A + Bp^2 \qquad (13)$$

A i B są tu liczbami stałemi, p — liczbą porządkową 1, 2, 3, 4, i t. d. pasma w danej ich grupie we wskazanej kolejności.

Na zakończenie wspomnijmy jeszcze o widmach pochłaniania i prawie Kirchhoffa. *Widma pochłaniania* otrzymujemy, gdy promienie dające widmo ciągłe, choćby niezbyt obszerne i położone w dowolnym odcinku widma, przepuścimy przez warstwę danego ciała. W większości wypadków objektem badania jest tu ciało pochłaniające; chodzi bowiem o wyznaczenie, jakie promienie ciało pochłania, co może służyć cenną wskazówką, dotyczącą wewnętrznej jego budowy. Temperatura ciała badanego musi być przytem niezbyt wysoka. Czasami natomiast chodzi głównie o zbadanie własności użytych promieni, co zwłaszcza dotyczy promieni o najkrótszej fali, t. j. promieni röntgenowskich, gamma i promieni kosmicznych Hessa. Własności tych promieni, zwłaszcza zaś dwóch ostanich nie są jeszcze dokładnie zbadane i z tego powodu charakterystyczne pochłanianie tych promieni przez różne ciała może być ich bardzo istotną cechą. Oczywiście można przytem otrzymać również pewne wskazówki, dotyczące ciała pochłaniającego.

Badania polegają w tym wypadku na stwierdzeniu składu i natężenia promieni przed i po przejściu przez dane ciało. Zwykłe widmo pochłaniania jest widmem ciągłem, na tle którego brak pochłoniętych przez ciało badane promieni. Widmo pochłaniania może być ciągłe, prążkowe i pasmowe, w tym ostatnim przypadku przy dostatecznie silnej dyspersji promienie pasma rozkładają się na oddzielne prążki.

Co się tyczy znanego ogólnie prawa Kirchhoffa, uzupełnimy paroma słowy zwykły tekst, podawany w elementarnych podręcznikach fizyki.

Zauważmy przedewszystkiem, że odnosi się ono tylko *do promieniowania cieplnego*, t. j. takiego, które zostało wywołane wyłącznie przez energję cieplną ciała i jest funkcją jego temperatury. Nie stosuje się natomiast do t. zw. *luminescencji*, przy której światło widzialne emitowane jest bez odpowiedniego wzrostu temperatury, np. w temperaturze zwykłej lub nawet bardzo niskiej. Należą tu znane powszechnie zjawiska fosforescencji i fluorescencji, świecenie pewnych ciał przy stosunkowo słabem ogrzaniu (termoluminescencja), przy krystalizacji, przy tarciu i łamaniu (cukier), podczas pewnych reakcyj chemicznych, przy przejściu prądu elektrycznego przez gazy rozrzedzone; należy tu również świecenie pewnych organizmów zwierzęcych i roślinnych.

Prawo Kirchhoffa w stosunkowo prostem sformułowaniu brzmi:

Każde ciało pochłania w danej temperaturze między innemi i te promienie, które samo w tej temperaturze emituje. Twierdzenie odwrotne nie jest słuszne; nie jest bowiem prawdą, że ciało pochłania tylko te promienie, które wysyła. Wystarczy wskazać na to, że otaczają nas ciała nieprzezroczyste, t. j. pochłaniające wszystkie promienie widzialne, które jednak nie są przez nie emitowane; natomiast promienie, które ciało wysyła są napewno pochłaniane.

Chwilowo poprzestaniemy na powyższych uwagach, dotyczących energji promienistej; do wielu odnoszących się tu nowych zagadnień jeszcze powrócimy. Przedewszystkiem należy tu zagadnienie mechanizmu promieniowania i pochłaniania, następnie promienie Röntgena, promienie gamma i promienie kosmiczne Hessa, tu również należy zagadnienie wpływu sił elektrycznych i magnetycznych na promieniowanie, satelity prążków widmowych i wreszcie — kwantowa teorja światła.

ROZDZIAŁ IV.

BUDOWA ATOMU I POWSTAWANIE WIDM.

§ 1. Zarys historyczny.

Rozdział ten będzie poświęcony jednemu z najważniejszych zagadnień fizyki współczesnej, zagadnieniu, które powstało i w całości rozwinęło się w XX wieku. Głównym bodźcem rozwoju nowej teorji były ogłoszone w 1913 r. prace uczonego duńskiego N i e l s a B o h r a. Oddawna zostało stwierdzone, że materja naogół składa się z cząsteczek, cząsteczki zaś z atomów. Szczegóły tej budowy materji badane były w ciągu stu lat, przytem prawie wyłącznie przez *chemję*. Dopiero w bieżącem stuleciu, nauka uczyniła krok dalszy, stawiając zagadnienia budowy atomu, przyczem, co jest szczególnie charakterystyczne, cała ta praca została wykonana przez *fizykę*. Oddawna już fizyka wykryła i zbadała przynajmniej częściowo najrozmaitsze zjawiska, które prowadzą do zagadnienia budowy atomu, następnie zaś zagadnienie to rozwiązała; fizyka również wykryła wszystkie konsekwencje, do których nowa teorja atomu prowadzi. Pozwoliło to wytłumaczyć wiele faktów i zjawisk, które do tego czasu były zagadką i nie dawały się ułożyć w schemat jakiejkolwiek logicznie zbudowanej teorji.

Nie będziemy się zatrzymywać nad częściowo już oddawna zbadanemi *zjawiskami i faktami*, które, jak mówiliśmy, skierowały twórczą myśl naukową do zagadnienia budowy atomów pierwiastków chemicznych. Zjawiska te zgodnie wskazywały, że *atomy zawierają ładunki elektryczne*. Jako zjawisko najbardziej znane należy tu wymienić *elektrolizę*, t. j. powstawanie reakcyj chemicznych głównie w roztworach kwasów, zasad i soli, gdy zostają one włączone w obwód prądu elektrycznego. Było więc rzeczą niewątpliwą, że wewnątrz ciała elektrolitu) posuwają się w kierunku elektrod cząsteczki lub atomy (jony), przyczem jedne z nich są nośnikami elektronów, drugie zaś są naelektryzowane dodatnio, lub, jak obecnie mówimy, straciły elektrony (p. rozdz. II, § 4). Należy tu wiele, poczęści również już oddawna zbadanych przypadków *jonizacji* gazów,

przy której odrywają się od cząsteczek lub atomów gazu swobodne elektrony, przyczem atomy zostają w postaci dodatnio naelektryzowanych *jonów*. Wiadomo, że jedną z pierwszych własności promieni röntgenowskich, stwierdzonych przez ich odkrywcę, było zjawisko jonizacji gazów, przez które promienie te przechodzą. Wreszcie do wniosku o obecności ładunków elektrycznych wewnątrz atomów doprowadziły również nowoodkryte ciała promieniotwórcze, wysyłające strumienie bardzo szybko biegnących elektronów (promienie beta) oraz cząstek alfa, dodatnio naelektryzowanych, a więc takich, które, jak obecnie wiemy, utraciły każda po dwa elektrony.

Zespół wymienionych zjawisk oraz jeszcze innych, jak np. fotoelektrycznych (p. rozdz. VIII), przekonał badaczy, że atomy pierwiastków chemicznych mają budowę złożoną, i nie są jednolitemi kuleczkami, za które je dawniej uważano. Powstało przekonanie, że atomy zawierają ładunki elektryczne, między innemi w postaci elektronów. Wiele różnych hipotez z biegiem czasu tłumaczyło budowę atomów, lub, jak się zwykle mówi, proponowano wiele *„modeli atomu"*. Przyjrzyjmy się trzem modelom podanym w bieżącem stuleciu, przed 1913 r. Pierwszy z nich zawdzięczamy lordowi Kelvinowi (William Thomson, 1902), który przyjął, że atom ma kształt kuli, jednolicie wypełnionej elektrycznością dodatnią, wewnątrz której znajduje się liczba elektronów równoważna ładunkowi samej kuli, tak że w punktach oddalonych od powierzchni kuli będzie ona elektrycznie obojętna. Model lorda Kelvina został później szczegółowo opracowany przez uczonego angielskiego J. J. Thomsona (1910); cieszył się on przez czas dłuższy dużem powodzeniem. J. J. Thomson zbadał warunki równowagi grup o różnej liczbie elektronów wewnątrz dodatniej kuli o wymiarach atomu, t. j. rządu 10^{-8} *cm*. Przypuszczał on, że energja promienista emitowana jest przez drgające wewnątrz kuli elektrony. Między innemi, J. J. Thomson znalazł, że liczba elektronów w jego modelu musi w przybliżeniu równać się połowie ciężaru atomowego pierwiastka. Jednakże model ten nie mógł wytłumaczyć związków ilościowych, ujawniających się w widmach, np. najprostszego wzoru Balmera dla wodoru (rozdz. III, § 4, wzór 6). Szereg dalszych badań doprowadził uczonego angielskiego E. Rutherforda (1912) do nowego modelu atomu. Według Rutherforda, *atom składa się z jądra elektryczności dodatniej, dokoła którego krążą elektrony*, analogicznie do obrotu planet dookoła słońca. Wymiary *jądra są bardzo małe* (rzędu 10^{-12} *cm*), *lecz w nim skupiona jest cała masa atomu*. Ładunek jądra jest równoważny ładunkowi wszystkich krążących dokoła niego elektronów. Uczony holenderski Van der Broek pier-

wszy założył, że *liczba elektronów, krążących dookoła jądra atomu, musi równać się liczbie porządkowej pierwiastka* Z (rozdz. II, § 2, tabl. 1 i 2). Zwróćmy uwagę, że model Rutherforda nie może wytłumaczyć powstawania pojedyńczych i bardzo wyraźnych, t. j. cienkich prążków widmowych.

W 1913 r. ukazały się trzy prace Bohra, zawierające nową teorję budowy atomu, i od tej chwili datuje się nowa era w dziejach fizyki. Odtąd, jak się później przekonamy, *teorja budowy atomu oraz teorja powstawania widm stanowią nierozdzielną całość.* Teorja Bohra z 1913 r. uległa z biegiem czasu różnorodnym przeobrażeniom; należało nawet zrezygnować z pewnych zasadniczych jej cech. Pożyteczne jednak będzie wyłożyć teorję Bohra w jej postaci pierwotnej (1913), tembardziej, że była ona punktem wyjścia dla Moseley'a w nieśmiertelnej pracy, dotyczącej wyznaczania liczb porządkowych pierwiastków. Wspomnieliśmy już o tem w rozdz. II, § 2, bardziej szczegółowo zaś rozpatrzymy tę pracę w rozdz. V, poświęconym promieniom röntgenowskim. Bohr przyjmuje bez zastrzeżeń model atomu Rutherforda, uzupełniony przez Van der Broek'a: atom pierwiastka o liczbie porządkowej Z w tablicy Mendelejewa składa się z jądra, którego ładunek E równy jest co do swej *wielkości bezwzględnej* ładunkowi Z protonów; możemy więc napisać:

$$E = Z \,.\, e \text{ (protony)} \tag{1}$$

gdzie e jest ładunkiem elektronu, o którym była mowa w rozdz. II, § 4; oczywiście we wzorze (1) e ma znak przeciwny, mowa bowiem o protonach, a nie elektronach. Dookoła jądra, jeżeli atom jest w *stanie obojętnym,* t. j. nie stracił i nie zyskał ani jednego elektronu, obraca się i tu również Z elektronów; w tym wypadku atom jest nienaelektryzowany, i w odległości dużej w porównaniu z jego wymiarami nie wykryjemy zupełnie pochodzących od atomu sił elektrycznych. Jądro składa się jednak nietylko z Z protonów, które zobojętniają Z krążących dookoła niego elektronów. Widzieliśmy mianowicie (rozdz. II, § 4), że masa elektronu jest bardzo mała: jest ona 1840 razy mniejsza od masy atomu wodoru. To też możemy bez wielkiego błędu przyjąć, że *ciężar jądra równy jest ciężarowi atomu,* t. j. *ciężarowi atomowemu A danego pierwiastka.* Lecz ciężar protonu jest niemal dokładnie równy ciężarowi atomu wodoru, t. j. jednostce, którą mierzymy ciężary atomowe; odrzucamy tu bardzo nieznaczną różnicę pomiędzy ciężarem atomu wodoru i $^1/_{16}$ ciężaru atomu tlenu, który używaliśmy jako jednostkę ciężaru atomowego. Wynika z tego, że *liczba protonów w jądrze musi równać się ciężarowi atomowemu A danego*

pierwiastka. Przypomnijmy sobie, że ciężary atomowe A przyjmujemy za *liczby całkowite* (rozdz. II, § 1) i że ciężary atomowe, które zostały podane w tablicach 1 i 2 (rozdz. II, § 2) odpowiadają *mieszaninom* różnych odmian czyli *izotopów* danego pierwiastka; są to praktyczne lub „tablicowe“ ciężary atomowe. Wskazuje to, że cały ładunek dodatni E', znajdujący się wewnątrz jądra atomowego równa się nie Ze [p. wzór (1)] lecz Ae, wobec czego możemy napisać:

$$\text{ładunek dodatni jądra } E' = Ae \text{ (protony)} \qquad (2)$$

Wiemy, że ciężar atomowy A jest o wiele większy od liczby porządkowej [rozdz. II, § 2, tabl. 2], t. j. liczba protonów w jądrze jest o wiele większa od liczby elektronów *zewnętrznych*, t. j. otaczających jądro. Jednakże *atom obojętny* musi zawierać jednakowe ilości elektronów i protonów. Wskazuje to, że *wewnątrz jądra muszą również znajdować się elektrony* i przytem w takiej ilości, aby ogólna liczba *wewnętrznych* i zewnętrznych elektronów równała się liczbie A protonów w jądrze. Jasną jest rzeczą, że liczba *wewnętrznych elektronów* powinna równać się $A - Z$, możemy więc napisać:

$$\text{ładunek ujemny jądra } E'' = (A - Z)e \text{ (elektrony)} \qquad (3)$$

Zestawiając powyższe wyniki otrzymujemy następujący *skład atomu:*

liczba elektronów zewnętrznych	Z	(4)
liczba protonów w jądrze	A	
liczba elektronów wewnętrznych	$A - Z$	
ogólna liczba elektronów w atomie	A	

Elektrony wewnętrzne noszą czasem nazwę *wewnątrzjądrowych*, zewnętrzne zaś — *planetarnych*, gdyż krążą dokoła jądra atomu tak, *jak planety krążą dokoła słońca*.

Zastosujemy tę tabelkę do dwóch pierwszych pierwiastków tablicy M e n d e l e j e w a, wodoru i helu. Dla wodoru $Z = 1$ i $A = 1$, dlatego też *atom wodoru składa się z jednego protonu, dokoła którego krąży jeden elektron. Jądro atomu wodoru jest właśnie protonem.* Wodór jest jedynym pierwiastkiem, którego jądro nie zawiera elektronów. Dla helu $Z = 2$ i $A = 4$. Stąd wynika, że *jądro atomu helu zawiera* $A = 4$ *protony i* $A - Z = 4 - 2 = 2$ *elektrony. Dokoła jądra krążą 2 elektrony. Jądro atomu helu jest właśnie tą sławną cząstką alfa*, którą wyrzucają ciała promieniotwórcze i która gra tak doniosłą rolę w fizyce współ-

czesnej. Rozpatrzymy dla przykładu skład atomów kilku pierwiastków: gwiazdka w tablicy obok ciężaru atomowego *A* oznacza, że wzięto jeden z izotopów.

Widzimy więc np., że jądro atomu *miedzi* zawiera 63 protony i 34 elektrony; dokoła jego jądra krąży 29 elektronów; jądro atomu uranu

TABLICA 3.

Pierwiastek	Symbol	Liczba porząd. *Z*	Ciężar atomowy *A*	Liczba elektron. zewnętrz. *Z*	Liczba protonów w jądrze *A*	Liczba elektron. wewnętrz. *A—Z*
Wodór	H	1	1	1	1	—
Hel	He	2	4	2	4	2
Lit	Li	3	7*	3	7	4
Węgiel	C	6	12	6	12	6
Azot	N	7	14	7	14	7
Sód	Na	11	23	11	23	12
Glin	Al	13	27	13	27	14
Siarka	S	16	32*	16	32	16
Wapń	Ca	20	40*	20	40	20
Żelazo	Fe	26	56*	26	56	30
Miedź	Cu	29	63*	29	63	34
Brom	Br	35	79*	35	79	44
Srebro	Ag	47	107*	47	107	60
Jod	J	53	127	53	127	74
Złoto	Au	79	197	79	197	118
Rtęć	Hg	80	202*	80	202	122
Ołów	Pb	82	207*	82	207	125
Rad	Ra	88	226	88	226	138
Uran	U	92	238*	92	238	146

zawiera 238 protonów i 146 elektronów, a dokoła jego jądra krążą 92 elektrony, tak więc atom uranu składa się z 476 składników! Łatwo zrozumieć, że ogólna liczba wszystkich części składowych atomu wynosi zawsze $2A$, jest więc równa podwójnemu ciężarowi atomowemu, liczba bowiem wszystkich elektronów równa się liczbie protonów, ta ostatnia zaś jest równa A.

Zanim przejdziemy do dalszego wykładu teorji B o h r a, musimy zwrócić uwagę na następujące dwie okoliczności. Nauka XIX w. uważała pierwiastki za substancje różne co *do swej istoty*. Przypuszczano, że w przyrodzie istnieje duża liczba zasadniczych *elementów* (mówilibyśmy obecnie o 92), jakgdyby zupełnie samodzielnych, niczem ze sobą nie związanych, które oczywiście w żadnym razie nie mogą ulegać przemianom. Istotnie, idea przemian pierwiastków wydawała się nieziszczalnem marzeniem średniowiecznych alchemików. Atomy wydawały się temi ostatniemi cząsteczkami ciał, które w żadnym razie nie mogły dalej się rozpaść na jeszcze mniejsze składniki. Atom miedzi składa się z miedzi, atom siarki z siarki; są to maleńkie, różne co do swej istoty ziarenka tej lub innej substancji Dzisiaj atoli obraz ten uległ radykalnej zmianie. Atomy wszystkich pierwiastków są mianowicie zbudowane według jednego i tego samego planu z elektronów i protonów. Idea przemiany jednego pierwiastka w drugi, teoretycznie rzecz biorąc, przestaje być absurdem. Weźmy np. rtęć i złoto, znajdujące się obok siebie w tablicy M e n d e l e j e w a pod numerami 80 i 79. Z liczb tablicy 3 widać, że atom rtęci ulegnie przemianie w atom złota, jeżeli 1^0 odjąć od elektronów zewnętrznych jeden elektron, co bardzo łatwo da się uskutecznić drogą jonizacji pary rtęci; 2^0 wyrwać z jądra atomu rtęci 5 protonów i 4 elektrony; 3^0 dokonać wewnątrz jądra atomu rtęci przestawienia części składowych, co prawdopodobnie okaże się koniecznem. Ostatnich dwu zmian dokonać jeszcze nie umiemy, lecz prawdopodobnie i to z biegiem czasu stanie się możliwe. Rozpatrzymy później próby sztucznego rozbicia jąder atomowych pewnych pierwiastków wykonane z dodatnim wynikiem, co się zaś tyczy samej idei przemiany jednego pierwiastka w drugi, to przywykliśmy już do niej oddawna dzięki badaniom zjawisk promieniotwórczych.

Musimy jeszcze zwrócić uwagę na inną nową ideę następującą. Dawna nauka, uważając 92 pierwiastki za różne co do swej istoty substancje, wprowadzała tem samem pojęcie 92 różnych zasadniczych elementów wszechświata. Jeśli dodać jeszcze dwa rodzaje elektryczności i wypełniający przestrzenie międzyplanetarne eter kosmiczny, wówczas otrzymujemy skomplikowany system, w którym wszechświat zawiera conajmniej 95 różnych elementów podstawowych. Teraz jednak 92 pierwiastki odpadły całkowicie; pozostają tylko dwa gatunki elektryczności, oraz conajwyżej dwa elementy o dotychczas bliżej nieustalonym charakterze, będące nośnikami zjawisk energji promienistej. Tak więc zamiast 95 mamy tylko 4 różne elementy, które przeplatając się i współdziałając wzajemnie, tworzą całą nieuorganizowaną przyrodę martwą i są źródłem barwnej, nieskończonej różnorodności otaczającego nas świata.

Nie mówimy tu oczywiście o zjawiskach przyrody żywej. Zastąpienie 95 podstawowych elementów systemu świata 4-ema stanowi *najwspanialsza uproszczenie naszego światopoglądu*, będące chlubą XX w.

§ 2. Teorja Bohra. Dwa pierwsze postulaty.

Nazwisko Bohra wymieniliśmy niejednokrotnie w poprzedzającym §, nie mówiliśmy jednak jeszcze wcale o najbardziej charakterystycznych, doniosłych i *nowych* szczegółach jego teorji. Widzieliśmy, że Bohr w ogólnych zarysach przyjmuje model atomu Rutherforda: jądro i krążące dokoła niego elektrony. Przejdziemy obecnie do rozpatrzenia zadziwiająco śmiałych nowych pomysłów, ściślej mówiąc *trzech postulatów*, które wprowadził Bohr i które stanowią istotę jego teorji. Trzy te postulaty wydają się bardzo dziwne, jeśli nie dziwaczne. Jako postulaty, nie są one oczywiście niczem uzasadnione: są to twierdzenia apodyktyczne i jako takie muszą być bez wahania przyjęte. Usprawiedliwiają je jedynie zadziwiające rezultaty, do których prowadzą, oraz najzupełniejsza zgodność ich konsekwencyj teoretycznych z danemi licznych eksperymentów. Przedewszystkiem zaś przemawia za niemi to, że teorja Bohra umożliwiła niezwykle drobiazgowe wytłumaczenie całego mnóstwa różnorodnych zjawisk, które do owego czasu były zupełnie zagadkowe. Szczególnie należy podkreślić, że zjednoczyła ona w kształtną i niezwykle elegancką całość wyjaśnienie takich zjawisk, których związków wzajemnych dawniej nawet nie podejrzewano. Przejdźmy jednak do rozpatrzenia zasadniczych postulatów teorji Bohra.

Postulat pierwszy. Bohr zakłada przedewszystkiem, że zespół elektronów danego atomu krąży po współśrodkowych torach *kołowych* wokół jądra, które obraca się w ich wspólnym środku. Ruch odbywa się oczywiście pod wpływem sił przyciągania pomiędzy dodatniem jądrem i ujemnemi elektronami. Wielkość tego przyciągania określa prawo Coulomba, według którego jest ono wprost proporcjonalne do iloczynu dwu ładunków i odwrotnie proporcjonalne do kwadratu ich odległości wzajemnej. Analogja pomiędzy tem prawem a zasadą ciążenia powszechnego Newtona rzuca się w oczy. To też należało oczekiwać, że elektrony, jak planety dokoła słońca, krążą po torach *eliptycznych* i że orbita kołowa jest tylko szczególnym przypadkiem eliptycznej. Przekonamy się później w istocie, jak wielką rolę odegrała w teorji Bohra zamiana torów kołowych na eliptyczne, zatrzymamy się jednak chwilowo na torach kołowych, wprowadzonych pierwotnie przez Bohra dla uproszczenia rachun

ków. Gdy dwa ciała są w ruchu pod wpływem wzajemnego oddziaływania, odbywającego się zgodnie z prawem Newtona, wtedy krążą one oba z jednakową prędkością kątową dokoła swego wspólnego środka ciężkości, który w tym wypadku właściwiej będzie nazywać środkiem bezwładności. Punkt ów leży bliżej ciała większego na prostej, która je łączy. Jeżeli masa jednego z tych ciał jest znaczna w porównaniu z masą drugiego, to można założyć, że pierwsze z nich pozostaje w spoczynku, drugie zaś krąży dokoła niego jako nieruchomego środka. Przypadek taki mamy w ruchu planet dokoło słońca. Jądro atomu i elektron krążą również dokoła swego wspólnego środka bezwładności; ponieważ jednak masa jądra jest stosunkowo bardzo wielka w porównaniu z masą elektronu (dla wodoru stosunek mas wynosi 1840), można w pierwszem przybliżeniu założyć, iż jądro atomu pozostaje w spoczynku w środku kołowego toru elektronu.

Z zasad ruchu, odbywającego się zgodnie z prawem Newtona, wiemy dalej, że *promień toru kołowego może mieć wielkość dowolną*, przyczem każdemu promieniowi odpowiada zupełnie określona wartość prędkości ruchu „planety" na jej orbicie. Wartość tej prędkości można w bardzo łatwy sposób wyznaczyć, biorąc pod uwagę, że siła odśrodkowa, która powstaje przy ruchu obrotowym planety i jest skierowana nazewnątrz, musi równać się sile przyciągania, działającej na planetę w kierunku promienia do środka. W ten sposób otrzymamy, że kwadrat prędkości jest odwrotnie proporcjonalny do promienia orbity, a kwadrat promienia orbity jest wprost proporcjonalny do sześcianu czasu obiegu planety po torze kołowym. Drugie prawo (prawo Keplera) jest słuszne również dla ruchu po orbicie eliptycznej. Po tej dygresji możemy przejść do pierwszego postulatu Bohra. Bohr zakłada, że *elektron nie może poruszać się po torze kołowym o promieniu dowolnym*, lecz, że istnieją *„możliwe"* lub, jak się czasem mówi, „dozwolone" orbity, przyczem w przestrzeni pomiędzy niemi ruch kołowy elektronu jest niemożliwy. Orbity możliwe można pozatem nazwać *trwałemi* lub *statecznemi*, po nich bowiem może elektron krążyć w ciągu pewnego czasu. Postulat Bohra podaje, w jaki sposób można wybrać orbity możliwe, t. j. wyznaczyć ich promienie. Przypomnijmy sobie mianowicie, że w rozddz. III, § 3 poznaliśmy liczbę, zwaną *stałą Plancka*, oznaczoną symbolem h, która służy do wyznaczenia wielkości kwantu energji promienistej zapomocą równania (1); wartość liczbowa h jest podana w równaniu (2). Ta właśnie liczba, która pojawiła się w nauce przy rozwiązaniu zagadnienia rozkładu energji w widmie ciała doskonale chłonącego, gra niezwykle doniosłą rolę w teorji budowy atomu Bohra. Założenie Bohra jest następujące: weźmy długość $2\pi r$ okręgu, po którym krąży elektron, r jest promieniem koła w *cm;* weźmy następnie wyrażoną w *cm/sek* prędkość v jego ruchu na tym torze kołowym i wreszcie

masę *m* elektronu w *gr*. Utwórzmy iloczyn trzech czynników: $2\pi r$, v i m; powinien on równać się całkowitej wielokrotności stałej P l a n c k a h. W ten sposób otrzymujemy wzór:

$$\left.\begin{aligned} 2\pi r v m &= kh \\ k &= 1, 2, 3, 4 \text{ i t. d.} \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

gdzie k jest dowolną liczbą całkowitą. Liczby m i h są w tym wzorze znane. Kładąc $k = 1$, otrzymujemy *wkońcu* (p. niżej) promień pierwszej możliwej najbliższej jądra orbity elektronu; dla $k = 2$ otrzymamy promień drugiej możliwej bardziej od jądra oddalonej orbity; $k = 3$ da trzecią, $k = 4$—czwartą orbitę możliwą i t. d. Łatwo spostrzec, że równanie (5) samo przez się nie może służyć do *bezpośredniego* wyznaczania promieni orbit możliwych, gdyż zawiera ono jeszcze niewiadomą prędkość v elektronu. Zobaczymy później, jak tę trudność można ominąć. Możemy obecnie sformułować

Postulat pierwszy. *W ruchu obrotowym elektronu dokoła jądra atomu możliwe są tylko te orbity, dla których iloczyn długości okręgu orbity $2\pi r$ przez prędkość v elektronu i jego masę m równą się stałej* P l a n c k a h *pomnożonej przez liczbę całkowitą,* t. j. dla których spełnione jest równanie (5). Wszystkie orbity pośrednie są niemożliwe, elektron nie może się po nich poruszać. B o h r postulatu swego oczywiście nie odgadł, lecz zawdzięcza go pewnym rozumowaniom, główną jednak rolę odegrała przytem intuicja, niepodobna bowiem rozumowania jego uważać za ściśle uzasadnione. Należy jednak zwrócić uwagę na okoliczność następującą. Wspominaliśmy mianowicie w rozdz. III, § 3, że radiator, t. j. źródło emisji, może występować w szeregu ściśle określonych ustalonych i niezależnych od siebie stanów, różniące się tylko swemi zasobami energji. Wypadek ten został wtedy uogólniony dla *układu,* i ciąg (4,a) oznaczał symbolicznie zasoby energji, odpowiadające możliwym stanom układu. Atom, składający się z elektronów i protonów, jest właśnie przykładem tego rodzaju „układu". Formułując swój pierwszy postulat, B o h r pierwszy świadomie wprowadził do teorji budowy atomu pojęcie *„stanów możliwych"*.

Przejdźmy do *drugiego postulatu* B o h r a. Teorja elektromagnetyczna światła wskazuje, że prostolinjowy i jednostajny ruch elektronu, t. j. ruch, w którym prędkość nie zmienia się ani co do swej wielkości, ani też *kierunku,* może trwać dowolnie długo. W każdym innym ruchu elektron *musi* emitować energję, t. j. energja kinetyczna jego ruchu musi w sposób ciągły przechodzić w energję promienistą, wskutek czego

prędkość ruchu będzie stopniowo się zmniejszać i elektron wreszcie *napewno się zatrzyma.* Oczywiście, jest to również słuszne dla ruchu elektronu po torze kołowym. W rażącej jednak sprzeczności z tą podstawową konsekwencją dawnych teoryj B o h r sformułował swój

Postulat drugi. *Gdy elektron krąży po jednej z możliwych orbit kołowych, czyniących zadość postulatowi pierwszemu, t. j. równaniu (5), wówczas nie emituje on energji.* Usiłowania jakiegokolwiek logicznego uzasadnienia tego postulatu pozostały bez skutku. Jasną jest jednak rzeczą, że bez tego postulatu atom B o h r a nie mógłby trwać w równowadze, wszystkie bowiem elektrony planetarne, tracąc swą energję wskutek promieniowania, musiałyby ostatecznie spaść na jądro atomowe.

§ 3. Trzeci postulat teorji B o h r a.

Zasady mechaniki elementarnej pozwalają z łatwością obliczyć całkowity zasób wewnętrznej energji atomu, składającego się z jądra i jednego elektronu. Na energję tę składają się energja kinetyczna ruchu elektronu i energja potencjalna wzajemnego przyciągania się jądra i elektronu. Wraz z odległością elektronu od jądra energja potencjalna *rośnie,* zaś energja kinetyczna w tych warunkach maleje. Bardzo prosty rachunek wykazuje, że *całkowita energja wewnętrzna atomu jest tem większa, im większy jest promień kołowej orbity elektronu.* Zaopatrzmy wszystkie „możliwe" orbity w wskaźniki, uważając najbliższą jądra za pierwszą; oznaczmy dwie dowolne liczby całkowite symbolami i i k; będziemy mówili o i-tej i k-tej *orbitach. Uważajmy liczbę k za większą od i* ($k > i$); liczb 1, 2, 3 i t. d. będziemy używali w charakterze wskaźników u dołu symbolów literowych dowolnych wielkości, odnoszących się do pierwszej, drugiej, trzeciej i t. d. orbit. Tak więc promienie orbit możliwych oznaczać będziemy przez:

$$r_1, r_2, r_3, \dots r_i \dots, r_k \text{ i t. d.} \tag{6}$$

gdzie r_1 jest promieniem najmniejszym, zaś r_k jest większe od r_i. Prędkości elektronów na różnych orbitach możliwych oznaczać będziemy symbolicznie przez

$$v_1, v_2, v_3 \dots, v_i \dots, v_k \text{ i t. d.} \tag{7}$$

Największa prędkość jest, jak się przekonamy v_1; prędkość v_k jest mniejsza od v_i. Wartość energji atomu w zależności od położenia elektronu oznaczymy przez

$$J_1, J_2, J_3 \ldots\ldots, J_i \ldots\ldots, J_k \text{ i t. d.} \tag{8}$$

Na zasadzie powyższego J_1 będzie tu najmniejszą wartością energji atomu, a następnie, co jest szczególnie ważne,

$$J_k \text{ jest większe od } J_i. \tag{9}$$

Bohr zakłada, że *może nastąpić przejście* lub, jak się często mówi, *skok elektronu z jednej orbity możliwej na drugą*, i przytem nietylko na sąsiednią, lecz i na jedną z dalszych. Skok może się odbyć zarówno w jedną, jak i w drugą stronę, t. j. może on wywołać *oddalenie* się elektronu od jądra, jak np. przy przejściu z i-tej orbity na k-tą, lub też *zbliżenie* się do jądra przy przejściu z k-tej orbity na i-tą. Jednakże te dwa przejścia różnią się co do swej istoty, ponieważ energja J^k jest większa od J_i. Gdy elektron *oddala się* od jądra atomu, przechodząc z jednej orbity na drugą, np. z i-tej na k-tą, wówczas zasób energji wewnętrznej atomu musi się *powiększyć*. Powiększenie to jednak może się odbyć jedynie kosztem dopływu z *zewnątrz* odpowiedniej ilości jakiejkolwiek formy energji; innemi słowy, *siły zewnętrzne muszą wykonać pracę*, aby przesunąć elektron z jednej orbity na dalszą. Może to nastąpić wtedy, *gdy atom zderza się np.* z innym swobodnie poruszającym się elektronem, z cząstką alfa (§ 1 tego rozdz. przed tabl. 3), lub z innym atomem. Przejście elektronu odbywa się w tym wypadku kosztem energji kinetycznej ruchu zderzającego się elektronu, cząstki alfa, bądź innego atomu. Przejście może również nastąpić *kosztem energji promienistej*, padającej na atom z jakiegokolwiek źródła. Wymienione wypadki oddalania się elektronu od jądra atomowego, podczas którego zostaje wykonana praca sił zewnętrznych, lub, co jest identyczne, zużywa się energja zewnętrzna, przypominają uderzająco wypadek oddalania się ciała ciężkiego od powierzchni Ziemi, t. j. podniesienia tego ciała na pewną wysokość. Z tego powodu korzystną rzeczą jest rozważać *orbity jako leżące niejako na różnej wysokości* od jądra atomu. Przejście z jednej orbity na inną dalszą od jądra, będziemy uważali za *podnoszenie elektronu*, wymagające wykonania pracy kosztem energji, która z zewnątrz dopływa. W rezultacie otrzymujemy powiększenie energji atomu np. od J_i do J_k.

W zwykłym, *normalnym* stanie atomu, elektron jest w ruchu na pierwszej orbicie najbliższej jądra; energja atomu E_1 jest przytem najmniejsza. Przypominamy, że w tym wypadku mówimy o *wewnętrznej* energji atomu; pomijamy zupełnie energję ruchu postępowego atomu jako całości. Gdy pod działaniem przyczyn zewnętrznych elektron został podniesiony na jedną z dalszych orbit, wtedy powiadamy, że atom jest *w stanie wzbu-*

dzonym; im wyżej elektron został podniesiony, tem większe jest wzbudzenie atomu. Jakkolwiek wielkie jest wzbudzenie atomu, pozostaje on *elektrycznie obojętny.* Wzbudzenie scharakteryzowane jest większym, niż w stanie normalnym zasobem energji wewnętrznej atomu, stopień wzbudzenia określa wysokość, na którą elektron został podniesiony, t. j. numer jego orbity lub też wartość energji atomu. Jeżeli wpływy zewnętrzne były dostatecznie silne, elektron może być zupełnie wyrzucony poza obręb atomu. W tym wypadku atom przestaje być elektrycznie obojętnym; staje się on dodatnio naelektryzowanym i mówimy, że jest *zjonizowany.* Jonizacja może być *zwyczajna, podwójna, potrójna* i t. d. zależnie od liczby elektronów, które zostały z atomu usunięte.

W rozdz. III, § 5 mówiliśmy o różnego rodzaju widmach I, II, III i t. d. tego samego pierwiastka, wspominaliśmy też, że widma te emituje bądź atom obojętny (widmo I), bądź atom, który stracił jeden elektron (widmo II), dwa elektrony (widmo III) i t. d. Oczywiście, począwszy od widma II mowa jest o atomach zjonizowanych. Przy jonizacji zwykłej otrzymujemy widmo II, przy podwójnej — widmo III i t. d. Możemy teraz dodać, że podczas jonizacji zostają wyrzucane z atomu elektrony planetarne nie zaś wewnątrz-jądrowe. To ograniczenie znacznie jeszcze zwężimy. Przekonamy się mianowicie, że jonizacja polega tylko na wyrzucaniu z atomu elektronów najbardziej oddalonych od jądra, których ogólna liczba nigdy nie przekracza 7-iu; noszą one nazwą elektronów *wartościowościowych* (*walencyjnych,* § 4 tego rozdz.). Niekiedy są również wyrzucane z atomu elektrony niewartościowościowe, nad czem jednak nie będziemy się zatrzymywali; zagadnienie to spotkamy raz jeszcze w rozdz. V o promieniach röntgenowskich.

Jonizacja, o której wyżej była mowa, nazywa się *dodatnią,* ponieważ atom obojętny, który stracił jeden lub parę elektronów, staje się dodatnio naelektryzowanym i nosi nazwę *jonu dodatniego;* liczba protonów w nim zawartych jest większa od liczby elektronów.

Zupełnie inny jest charakter ogólny i warunki *przejścia elektronu w kierunku przeciwnym,* t. j. z dozwolonej orbity, na którą poprzednio był podniesiony, na inną, bliższą jądra wzbudzonego atomu Tego rodzaju przejście możemy nazwać *spadkiem elektronu,* np. z k-tej orbity na i-tą. Atom może w ciągu dowolnego czasu pozostawać w swym stanie normalnym, który jest stanem *równowagi trwałej.* Natomiast atom wzbudzony znajduje się naogół w stanie równowagi *nietrwałej;* elektron podniesiony sam przez się *spada wdół,* pozostając w ciągu pewnego czasu na dowolnej orbicie, począwszy od drugiej. Zresztą przyczyny zewnętrzne, np. zderzenia mogą niewątpliwie przyśpieszyć

spadek elektronu. Może on nastąpić z dowolnej orbity *odrazu* na pierwszą, przyczem znika wzbudzenie i atom wraca do stanu normalnego, lecz spadek może również odbyć się paroma skokami, jakgdyby poprzez szereg stacyj pośrednich, z których na każdej elektron na pewien czas się zatrzymuje. W tym przypadku wzbudzenie atomu zmniejsza się stopniowo. Może też się zdarzyć, że do dodatnio zjonizowanego atomu przyłącza się z zewnątrz elektron, który bądź to pozostaje na jednej z możliwych orbit, bądź też spada odrazu na pierwszą z nich. W pierwszym przypadku mamy atom wzbudzony, w drugim — normalny. I w tym więc wypadku atom wzbudzony po upływie pewnego czasu sam przez się bezpośrednio lub poprzez szereg stacyj przejściowych wraca do stanu normalnego. Bywa jednak i tak, że elektron zbliżający się z zewnątrz łączy się z niezjonizowanym normalnym lub też wzbudzonym atomem. W takich razach atom przestaje być elektrycznie obojętnym; staje się on *ujemnie zjonizowanym* i nazywa się *jonem ujemnym*. Jonizacja ujemna może być również zwykła, podwójna, potrójna i t. d. zależnie od liczby elektronów, które połączyły się z naszym atomem obojętnym.

Po tej dygresji możemy powrócić do trzeciego postulatu Bohra. Gdy elektron zostaje *podniesiony*, wówczas energja jego ulega *zwiększeniu*, co wymaga zużycia pracy sił *zewnętrznych*, które jest największe, gdy jonizacji ulega atom normalny. Przeciwnie, gdy elektron *spadnie wdół*, energja jego ulega *zmniejszeniu* o wartość $E_k - E_i$, gdy elektron spadnie np. z k-tej dozwolonej orbity na i-tą. W każdym jednak razie we wszystkich tych wypadkach zwalnia się pewna ilość energji. Możemy zapytać *gdzie podziewa się energja stracona w ten sposób przez atom?* Zgodnie z zasadą zachowania energji musi ona ulec przemianie w równoważną ilość innej formy energji. *Bohr* rozstrzyga to zagadnienie, jak następuje: *energja utracona przy spadaniu elektronu ulega przemianie w energję promienistą:* atom staje się wówczas źródłem emisji czyli radiatorem. Ilość energji wysyłanej jest przytem oczywiście równa ilości utraconej przez atom. Powstaje jednak *zagadnienie pierwszorzędnej wagi: jakiego rodzaju energję promienistą wysyła atom podczas spadku elektronu, t. j. jaka jest częstość jej drgań?* To właśnie zagadnienie rozstrzyga trzeci postulat Bohra. Oznaczmy mianowicie jak poprzednio szukaną częstość przez ν; wyznacza ona miejsce emitowanego promieniowania w ogólnem widmie energji promienistej. W rozdz. III, § 3, poznaliśmy teorję Plancka, według której radiator emituje energję promienistą oddzielnemi kwantami, przyczem wielkość ε kwantu jest proporcjonalna do częstości ν i wyraża się (p. tamże) równaniem (1) $\varepsilon = h\nu$; wartość liczbową stałej Plancka h podaje wzór (2). Możemy obecnie sformułować.

Postulat trzeci. *Energja utracona przy przejściu (spadaniu) elektronu z jednej dozwolonej orbity na drugą, bliższą jądra atomowego, ulega przemianie na jeden kwant energji promienistej, którą w tej samej chwili atom emituje.* Przypuśćmy, że elektron spadnie z k-tej orbity i na i-tą, wtedy energja zużyta wynosi $J_k - J_i$, i zgodnie z postulatem trzecim, mamy zależność:

$$J_k - J_i = h\nu. \qquad (10)$$

Gdy utraconą przez atom energję, wyrażoną w ergach, podzielimy przez stałą Plancka h, otrzymamy częstość drgań ν. Tak więc

$$\nu = \frac{J_k - J_i}{h}. \qquad (11)$$

Widzimy, że częstość ν zależy od liczb k i i, t. j. od numerów orbit, pomiędzy któremi miało miejsce przejście elektronu. To też do symbolu ν dodajemy dwa wskaźniki i i k; np. $\nu_{5,2}$ oznacza częstość emisji przy przejściu elektronu z piątej orbity dozwolonej na drugą. W równaniach (10) i (11) należałoby zamiast ν pisać $\nu_{i,k}$, nie będziemy już jednak komplikowali sprawy. Równanie (11) wskazuje, że częstość ν jest tem większa, a więc emitowane przez atom promieniowanie leży tem dalej *na prawo* w widmie energji promienistej, im większą jest, *dla danego i*, różnica $k—i$, t. j im większą jest odległość k-tej orbity od i-tej, na którą elektron spada. Można oczywiście zamiast tego rozpatrywać przejście elektronu z określonej k-tej orbity na różne niżej leżące. Wogóle, gdy przejście elektronu odbywa się pomiędzy dwiema oddalonemi od *jądra* orbitami, wtedy $J_k - J_i$ jest niewielkie, i emisja znajduje się gdzieś w lewej, podczerwonej części widma. Gdy natomiast elektron spada na orbitę bliską jądra atomowego, przytem z orbity dalszej, należy spodziewać się emisji nadfiołkowej. Gdy elektron trafi na pierwszą orbitę z zewnątrz otrzymujemy największe możliwe ν; emisja leży wtedy w widmie najbardziej naprawo, zazwyczaj w dalekim nadfiolecie.

Należy jeszcze wspomnieć o zjawisku, którego możliwość i doniosłość wykryte zostały dopiero w 1921 r., są to t. zw. *zderzenia drugiego rodzaju*. Zakładaliśmy mianowicie, że przy przejściach elektronu energja zużyta przez atom, przechodzi w energję promienistą. Są jednak wypadki, że *spadkowi elektronu nie towarzyszy emisja*, lecz uwolniona przez spadek energja ulega przemianie w *inne formy energji*, t. j. zostaje zużyta na jakąkolwiek inną pracę. Przypuśćmy dla przykładu, że elektron nadbiegający z zewnątrz spotyka na swej drodze atom wzbudzony. Może on wówczas jeszcze bardziej powiększyć wzbudzenie atomu, podnosząc wyżej jego elektron, albo może dany atom zjonizować, oddając mu część własnej energji

kinetycznej ruchu, przyczem prędkość jego ulegnie *zmniejszeniu*. Może się jednak zdarzyć, że przejście elektronu nastąpi w ten sposób, że wzbudzenie atomu się zmniejszy lub nawet zniknie całkowicie, wyzwolona zaś przez to energja przejdzie do zderzającego się elektronu, wskutek czego prędkość tego ostatniego *się zwiększy*. Możliwem jest również zderzenie atomu wzbudzonego z innym normalnym, przyczem wzbudzenie pierwszego może ulec zmniejszeniu lub nawet zniknąć zupełnie, gdy tymczasem drugi ulegnie wzbudzeniu, albo prędkość jego ruchu wzrośnie. Atom wzbudzony może również zderzyć się z dowolną cząsteczką, ta ostatnia może przytem ulec zmianie, może zostać wzbudzoną lub nawet zdysocjowaną, t. j. może rozpaść się na dwie części. Są też jeszcze inne możliwości zderzenia wzbudzonego atomu, którym nie towarzyszy przemiana wyzwolonej przez spadek elektronu energji w energję promienistą. Począwszy od 1922 r., wykonano w tej dziedzinie bardzo wiele prac, cały też szereg zjawisk znalazł swe wytłumaczenie w tych *zderzeniach drugiego rodzaju*.

§ 4. Szczegóły budowy atomu.

Pominiemy chwilowo zagadnienie jądra atomowego, zajmiemy się natomiast *elektronami zewnętrznemi*. Liczba ich równa jest liczbie porządkowej Z pierwiastka i dochodzi dla uranu do 92. Rozpatrzymy przedewszystkiem przypadek najprostszy, gdy $Z = 1$, t. j. gdy wokół jądra krąży tylko jeden elektron na jednej z dozwolonych orbit, czyniących zadość równaniu (5); promienie tych orbit oznaczyliśmy przez r_1, r_2, r_3 i t. d. [p. (6)], gdzie r_1 jest promieniem orbity w normalnym stanie atomu. Wypadek taki mamy w atomie *wodoru*, w atomie *pojedyńczo zjonizowanego helu*, *podwójnie zjonizowanego litu* i t. d. Nawiasem zauważymy, że nie udało się dotychczas zaobserwować tego ostatniego.

W § 2 wspominaliśmy, że B o h r przyjmował orbity elektronów za *kołowe*, chociaż w wypadku ogólnym należało się raczej spodziewać orbit eliptycznych. Zapomocą mechaniki elementarnej oraz pierwszego postulatu można bardzo łatwo wyznaczyć promienie r_1, r_2, r_3, . . ., r_i, . . . , r_k i t. d. orbit dozwolonych oraz prędkości v_1, v_2, v_3, . . ., v_i, . . . , v_k i t. d. jedynego elektronu na tych orbitach. Przepiszmy równość (5), odnoszącą się do k-tej orbity, gdzie k jest dowolną liczbą całkowitą dodatnią. Aby jeszcze bardziej podkreślić, że równanie odnosi się do k-tej orbity, napiszemy r_k i v_k zamiast r i v;

$$2\pi r_k v_k m = kh. \qquad (12)$$

Promień r_k jest tu wyrażony w *cm*, prędkość v_k *w cm/sek*, masa m

elektronu w *gr*; oczywiście r_k i m są liczbami bardzo małemi, to też wartość liczbowa stałej Plancka h (p. rozdz. III, § 3, równ. (2)

$$h = 6{,}54 . 10^{-27} \text{ erg. sek.} \tag{13}$$

jest wielkością bardzo małą; wreszcie $k = 1, 2, 3$ i t. d. Zgodnie z zasadami mechaniki elementarnej, w ruchu kołowym elektronu dokoła jądra siła odśrodkowa i działająca na elektron w kierunku przeciwnym siła przyciągania jądra muszą być sobie równe. Siła odśrodkowa jest proporcjonalna do masy elektronu i kwadratu jego prędkości oraz odwrotnie proporcjonalna do promienia orbity kołowej. Przyciąganie wyznacza prawo Coulomba; jest ono równe iloczynowi ładunków E jądra i e elektronu, wyrażonych w jednostkach elektrostatycznych, p. rozdz. I, § 4, podzielonemu przez kwadrat promienia orbity. W ten sposób otrzymujemy związek:

$$\frac{mv_k^2}{r_k} = \frac{Ee}{r_k^2}$$

lub

$$mv_k^2 = \frac{Ee}{r_k} \tag{14}$$

Dwa równania, (12) i (14) wystarczają zupełnie do obliczenia promienia r_k, t. j. k-tej dozwolonej orbity i prędkości v_k elektronu na tej orbicie, ponieważ wszystkie pozostałe wielkości, wchodzące w skład tych równań, są znane. Nie będziemy tu podawać wyników tych zresztą bardzo prostych rachunków, aby nie przeładowywać książki wzorami niezbyt w dalszym ciągu użytecznemi: celem naszym było wskazać drogę, na jakiej można wyznaczyć wartości orbit i prędkości elektronów. Wzory na promień r_k i prędkość v_k dają szereg ciekawych związków, na które zwrócimy tu uwagę.

1. *Promienie orbit dozwolonych mają się do siebie, jak kwadraty kolejnych liczb porządkowych k tych orbit,* t. j. jak liczby 1, 4, 9, 16, 25 i t. d. Widzimy, że odległości tych orbit rosną szybko i że dalsze orbity znajdują się daleko jedna od drugiej.

2. *W różnych atomach promienie r_k orbit jednakowego rzędu (k) są odwrotnie proporcjonalne do ładunku E jądra atomu.* Wynika stąd, że promienie orbit w atomie zjonizowanym helu są dwa razy mniejsze, zaś w podwójnie zjonizowanym atomie litu — trzy razy mniejsze, niż w atomie wodoru.

3. *Prędkości v_k elektronu na różnych dozwolonych orbitach są odwrot-*

nie proporcjonalne do liczb porządkowych k tych orbit. Na dalekich orbitach ruch odbywa się więc stosunkowo powoli.

4. *W różnych atomach prędkości v_k elektronów na orbitach jednakowego rzędu k są wprost proporcjonalne do ładunku E jądra atomu.* W ten sposób w zjonizowanym atomie helu elektron biegnie dwa razy prędzej, zaś w podwójnie zjonizowanym atomie litu — 3 razy prędzej, niż w atomie wodoru.

Przypomnijmy, że wszystko powiedziane wyżej odnosi się tylko do atomów, w których wokół jądra krąży tylko *jeden elektron.* Przytoczone związki świadczą, że jeżeli znane są promień pierwszej orbity w atomie wodoru i prędkość elektronu na niej, wtedy można odrazu otrzymać wszystkie promienie i wszystkie prędkości dla wszystkich jednoelektronowych atomów. Oznaczamy wielkości podstawowe, odnoszące się do pierwszej *orbity atomu wodoru* przez r_0 i v_0 i przypomnijmy, że dla wodoru ładunek jądra (jednego protonu) jest równy ładunkowi elektronu, t. j. w (14) mamy $E = e$. Rachunek daje:

$$r_0 = 0{,}532.10^{-8}\ cm = 0{,}532\ \mathring{A} \qquad (15)$$

gdzie $\mathring{A}$ oznacza angströmy, p. rozdz. III, § 1, równ. (3). Następnie okazuje się, że

$$v_0 = 2{,}19.10^{+8}\ cm/sek = 0{,}00729 \text{ prędkości światła} \qquad (16)$$

Wyobraźmy sobie, że udało się usunąć 91 elektronów z atomu uranu (jest ich ogółem 92) drogą 91-krotnej jonizacji. Na podstawie zależności 4 okazuje się, że prędkość pozostałego na pierwszej orbicie elektronu wynosiłaby 92 v_0, t. j. 0,671 lub 67% prędkości światła, co stanowi około 200.000 *km/sek!* Ze związku 2 zaś widać, że promień tej orbity wyniósłby r_0 : 92, t. j. około 0,006 angströma.

Bardzo łatwo można też obliczyć *energję* jednoelektronowego atomu. Okazuje się mianowicie, że jest ona tem *mniejsza,* im elektron jest *bliższy* jądra atomowego, t. j. im mniejszym jest numer porządkowy orbity, po której krąży; nie będziemy tu podawali wyników liczbowych.

Wykonywając bardzo proste rachunki, założyliśmy, że elektron krąży wokół *nieruchomego jądra;* była o tem mowa w § 2. Mechanika elementarna wskazuje, jakim modyfikacjom ulegają obliczenia, gdy uwzględnić, że w istocie jądro i elektron krążą dokoła wspólnego środka ciężkości (środka bezwładności). Okazuje się mianowicie, że otrzymany poprzednio promień r_k należy pomnożyć, prędkość v_k zaś podzielić przez

liczbę — nazwijmy ją S, — która równa się masie jądra M podzielonej przez $M + m$, gdzie m jest jak zwykle masą elektronu, t. j. przez

$$S = \frac{M}{M + m}. \tag{17}$$

Ponieważ m jest bardzo małe w porównaniu z M, więc, jak łatwo sprawdzić, S bardzo mało różni się od jedności. Dla wodoru $M = 1840\ m$, co daje

$$S\ (\text{wodór}) = 1 - 0{,}0005435 \tag{18,a}$$

Dla *helu* M jest 4 razy większe, t. j. $M = 7360\ m.$, tak więc

$$S\ (\text{hel}) = 1 - 0{,}0001359 \tag{18,b}$$

Dla innych pierwiastków, w których M jest jeszcze większe, można przyjąć $S = 1$. Istotnem jest, że (18, a) i (18, b) dają

$$\frac{S\ (\text{hel})}{S\ (\text{wodór})} = 1{,}00041. \tag{18,c}$$

Wartość powyższa zgadza się dokładnie z liczbą podaną w rozdz. III. § 5, równ. (11, a). Przekonamy się, jak doniosłe znaczenie miała ta zgodność dla teorji B o h r a.

Z poprzedniego widać jasno, że zagadnienie ruchu *jednego elektronu* dokoła jądra atomowego jest w zupełności rozwiązane; praktycznie odnosi się ono tylko do wodoru i zjonizowanego helu. Niestety, nie da się tego samego powiedzieć i o innych atomach, dla których liczba elektronów wynosi 2, 3, 4 i t. d. do 92. B o h r zakładał początkowo, że wszystkie elektrony krążą na orbitach kołowych i że na tym samym okręgu, w równych od siebie odległościach, może obiegać kilka elektronów z jednakową prędkością. Jednakże ideę tego rodzaju „pierścieni elektronowych" trzeba było odrzucić, zwłaszcza, gdy się okazało, że elektrony krążą nie na okręgach, lecz elipsach. Każdy elektron, który okrąża jądro atomu, porusza się niewątpliwie po swej własnej orbicie, nie zdołano jednak dotychczas rozstrzygnąć ściśle zagadnienia wzajemnego rozmieszczenia orbit. Już w najprostszym przypadku dwu elektronów zewnętrznych (hel), gdy prócz przyciągania przez jądro, mamy jeszcze wzajemne oddziaływanie elektronów na siebie, napotykamy sławne „zagadnienie trzech ciał", którego całkowite rozwiązanie matematyczne nie zostało dotychczas znalezione. Oczywiście niema mowy o rozwiązaniu zagadnienia dla 3, 4, 5 i t. d.

do 92 elektronów. Widzieliśmy (rozdz. III, § 5), że widmo normalnego, niezjonizowanego helu składa się z dwu nałożonych widm parahelu i ortohelu. Różnica między nimi może polegać jedynie na różnem wzajemnem rozmieszczeniu orbit dwóch elektronów helu. Przypuszczano np., że w *ortohelu* obie orbity leżą w jednej płaszczyźnie, zaś w *parahelu* płaszczyzny te tworzą kąt 60°.

Aczkolwiek mechanika nie rozstrzyga zagadnienia ruchu elektronów pod wpływem nietylko jądra, lecz i ich wzajemnego na siebie oddziaływania, jednak wiemy dość dużo o pewnych szczególnych *ugrupowaniach tych orbit*, jak się o tem niebawem przekonamy.

Cząsteczki składają się z atomów; jednak o budowie wewnętrznej cząsteczki, o rozkładzie wewnątrz niej orbit elektronów poszczególnych atomów, nie wiemy prawie nic. Przykładem najprostszym jest cząsteczka wodoru, składająca się z dwu protonów i dwu elektronów. Bohr zakłada, że oba elektrony krążą po orbicie kołowej, która leży w płaszczyźnie prostopadłej do łączacej oba protony prostej, i która przechodzi przez jej środek; elektrony znajdują się przytem stale na obu końcach średnicy orbity. Trzeba było jednak zrezygnować z tego modelu cząsteczki wodoru, zamienić zaś go bardziej prawdopodobnym jeszcze się nie powiodło. Tembardziej oczywiście niema co mówić o budowie bardziej złożonych cząsteczek.

Widzieliśmy, że jądro atomowe o liczbie porządkowej Z otoczone jest Z elektronami, które Bohr początkowo ulokował wzdłuż leżących w tej samej płaszczyźnie pierścieni elektronowych. Zakładano następnie, że każdy elektron ma swoją własną orbitę i że wszystkie one *mają rozkład przestrzenny*, t. j. są względem siebie nachylone pod różnemi kątami, otaczając jądro ze wszystkich stron. Rozkład elektronów na pierścieniach zastąpiono *ugrupowaniem w warstwach elektronów*. Każdej warstwie odpowiada określona wypełniająca lub jakby nasycająca ją liczba elektronów. Nie wiemy, jak powstały atomy różnych pierwiastków, możemy jednak myślowo posuwać się w układzie perjodycznym od jednego pierwiastka do następnego, od wodoru ($Z = 1$) począwszy, przyczem za każdym razem dodajemy po jednym elektronie zewnętrznym; pomijamy tu jednoczesną o wiele bardziej złożoną zmianę jądra. W ten sposób otrzymujemy obraz stopniowej budowy atomów, lub właściwie ich elektronowej osłony. Rozpada się ona na określone warstwy, które oznaczamy literami

$$K, L, M, N, O, P, Q.$$

Warstwa K jest najbliższą jądra; następne są coraz dalsze. Nie należy jednak przypuszczać, że warstwy te poprostu otaczają jedna drugą,

t. j., że np. orbity elektronów warstwy N znajdują się *całkowicie* zewnątrz warstwy M. W swych ruchach *eliptycznych* (jądro znajduje się w jednym z ognisk orbity) elektrony bądź zbliżają się, bądź też oddalają od jądra. Elektrony np. warstwy N przenikają przytem głęboko do warstw „*niżej*" leżących. Lecz najbardziej od jądra oddalone części orbit elektronów warstwy N leżą dalej od jądra, aniżeli najbardziej odległe części orbit elektronów warstwy M. Jeśli myślowo *przejdziemy od wodoru do uranu*, wtedy okaże się, co następuje. Warstwa K zawiera ogółem tylko 2 elektrony; wszystkie pozostałe warstwy są tymczasem zakończone, gdy zawierają 8 elektronów, poczem następuje budowa warstwy następnej. Zdarza się jednak, że wkrótce po zbudowaniu nowej warstwy dalsza jej budowa zostaje przerwana, rozpoczyna się natomiast „*nadbudowa*" jednej z warstw głębszych. Warstwa N zostaje nawet dwa razy nadbudowana, przyczem liczba elektronów od 8 rośnie w niej początkowo do 18, następnie zaś do 32. W tablicy 4 podane są wszystkie „budowy" i „nadbudowy" poszczególnych warstw.

TABLICA 4.

Warstwy	K	L	M	N	O	P	Q
Pierwsza budowa	2	8	8	8	8	8	Nie dokończ.
Pierwsza nadbudowa	—	—	18	18	18	Nie dokończ.	—
Druga nadbudowa	—	—	—	32	—	—	—

Każda warstwa dzieli się z kolei na podgrupy. Liczbę podgrup w każdej warstwie oraz liczbę elektronów w każdej podgrupie przyjmuje się obecnie zgodnie z propozycją uczonych angielskich Stonera i Main-Smith'a (1924). W tablicy 5 podane są liczby *podgrup* w każdej warstwie (drugi wiersz), *symboliczne oznaczenia podgrup oraz liczbę elektronów w każdej podgrupie* dla pierwszych czterech warstw. Pozostałe warstwy nie są jeszcze zakończone nawet dla uranu.

TABLICA 5.

K	L			M					N						
1	3			5					7						
K	L_{11}	L_{21}	L_{22}	M_{11}	M_{21}	M_{22}	M_{32}	M_{33}	N_{11}	N_{21}	N_{22}	N_{32}	N_{33}	N_{43}	N_{44}
2	2	2	4	2	2	4	4	6	2	2	4	4	6	6	8

Dolne wskaźniki przy symbolach należy rozumieć jako zespoły po dwie z liczb 1, 2, 3, 4, pomiędzy któremi należałoby postawić przecinki lub kreski; piszemy np. 21 zamiast 2, 1 lub 2—1.

Zakładamy tu, że warstwy są zbudowane całkowicie, dlatego też ogólna liczba ich elektronów wynosi 2, 8, 18 i 32, zgodnie z tablicą 4.

Nadbudowa warstw wewnętrznych, której dotyczy tablicza 4, *polega według* Stonera *na budowie nowych podgrup.* Przy pierwszej budowie powstają zawsze pierwsze trzy podgrupy o liczbach elektronów $2 + 2 + 4 = 8$. W nadbudowie warstwy M dodają się dwie podgrupy M_{32} i M_{33} o $4 + 6 = 10$ elektronów. W warstwie N pierwsza nadbudowa daje podgrupy N_{32} i N_{33} również o 10 elektronach, druga zaś — podgrupy N_{43} i N_{44} o $6 + 8 = 14$ elektronach, w zupełnej zgodzie z tabelką, dla warstwy N otrzymuje się bowiem ostatecznie $8 + 10 + 14 = 32$ elektrony.

Wyjątkowo ważną rolę odgrywają w atomie każdego pierwiastka elektrony, które znajdują się w warstwie zewnętrznej, o budowie jeszcze nie zakończonej, t. j. gdy liczba elektronów nie osiąga jeszcze w niej ośmiu. Noszą one nazwę *wartościowościowych* (walencyjnych); liczba ich może sięgać siedmiu. W atomach o zewnętrznej warstwie z 8-ma elektronami, w których więc pierwsza budowa jest skończona, niema zupełnie elektronów walencyjnych. *Od liczby elektronów walencyjnych zależą przedewszystkiem chemiczne własności atomu,* oraz emisja atomu w dziedzinach podczerwonej, widzialnej i nadfiołkowej. Do elektronów wartościowościowych stosuje się to, co w §§ 2 i 3 było powiedziane o orbitach dozwolonych oraz przejściach elektronu z jednej na drugą. Zewnętrzną warstwę elektronów *w danym atomie* musimy uważać za ulegającą łatwo przekształceniom. Nietylko rozmieszczenie elektronów na orbitach dozwolonych, lecz również ich ogólna *ilość* może ulegać zmianom, co też odpowiada *jonizacji* dodatniej przy oderwaniu, ujemnej przy dodawaniu elektronów nadbiegających z zewnątrz. Natomiast warstwy wewnętrzne, w szczególności zaś podgrupy o już zakończonej budowie, są czemś jednolitem, co tylko z trudem i w wyjątkowych warunkach ulega zmianom.

§ 5. Budowa atomu a układ Mendelejewa. Poziomy energetyczne. Magneton.

Mówiliśmy w poprzednim § o warstwach elektronowych, podgrupach tych warstw, oraz w jaki sposób można sobie myślowo wyobrazić ich pierwszą budowę, a przy posuwaniu się w tablicy Mendelejewa od

wodoru do uranu — ich stopniowe nadbudowy. Obecnie zwrócimy uwagę *na ścisły związek, jaki zachodzi pomiędzy warstwami elektronów i okresami układu* Mendelejewa. Zauważymy przedewszystkiem, że liczba elektronów walencyjnych w atomie określa pojęcie chemiczne *wartościowości pierwiastka.* Pierwiastki każdej pionowej kolumny mają w przypadku ogólnym (szczegóły chwilowo pomijamy) jednakową wartościowość. Każdorazowo zaś, gdy *rozpoczyna się* budowa nowej warstwy, t. j. przybywa *jeden* elektron zewnętrzny, otrzymujemy *pierwszy pierwiastek nowego okresu,* t. j. *metal alkaliczny.* Natomiast, gdy pierwsza budowa nowej warstwy się kończy, t. j. zawiera już ona wszystkie *8 elektronów,* nie mając przytem zupełnie elektronów walencyjnych, wtedy otrzymujemy zawsze *ostatni pierwiastek okresu,* t. j. *gaz szlachetny,* w którym brak elektronu wartościowościowego jest właśnie przyczyną jego obojętności chemicznej. Sprawę komplikuje nadbudowa warstw wewnętrznych, skutkiem której okresy zawierają nietylko 8, lecz i 18, a nawet 32 pierwiastki. Drugim wyjątkiem jest okres pierwszy, odpowiadający budowie warstwy *K,* która zamiast 8 zawiera tylko 2 elektrony. Zrobimy obecnie uważny przegląd budowy wszystkich warstw elektronowych w związku z okresami *tablicy* Mendelejewa, do której też czytelników odsyłamy (p. rozdz. II, § 2, tabl. 1).

Okres I i warstwa K. Mamy tu tylko dwa pierwiastki: wodór (1, H) z jednym i hel (2, He) z dwoma elektronami. Budowa warstwy *K* jest skończona, daje ona jednowartościowy wodór i gaz szlachetny hel (jest on zresztą niezupełnie obojętny chemicznie). *Okres II (8 pierwiastków) i warstwa L (8 elektronów).* W tym wypadku wszystko jest szczególnie proste. Początkowo otrzymujemy metal alkaliczny lit (3, Li), na końcu zaś gaz szlachetny neon (10, Ne); mamy zatem 8 pierwiastków w okresie i 8 elektronów w warstwie, która już dalszej nadbudowie nie podlega. *Okres III (8 pierwiastków) i warstwa M (8 elektronów przy pierwszej budowie).* Mamy ponownie na początku metal alkaliczny sód (11, Na) i na końcu gaz szlachetny argon (18, Ar). *Okres IV (18 pierwiastków),* pierwsza budowa warstwy *N (18 elektronów)* i nadbudowa czwartej i piątej podgrup warstwy *M.* Początkowo rozpoczyna się budowa warstwy *N,* otrzymujemy tu metal alkaliczny potas (19, K) i metal ziem alkalicznych wapń (20, Ca). Począwszy jednak od skandu (21, Sc) aż do niklu (28, Ni) trwa nadbudowa warstwy *M.* Od miedzi (29, Cu) rozpoczyna się dalsza *pierwsza* budowa warstwy *N,* która kończy się na gazie szlachetnym kryptonie (36, Kr). Okres *V (18 pierwiastków)* jest zbudowany zupełnie analogicznie do IV. Budowa warstwy O rozpoczyna się od metalu alkalicznego rubidu (37,

Rb); następnie mamy pierwszą nadbudowę warstwy *N* (podgrupy N_{32} i N_{33}), która zostaje zakończona dla palladu (46, Pd) i kończy się *pierwsza* budowa warstwy O, zakończona dla gazu szlachetnego ksenonu (54, Xe). *W okresie VI (32 pierwiastki)* sprawa jest bardziej skomplikowana. Odbywa się mianowicie *pierwsza* budowa warstwy *P*, która rozpoczyna się ponownie dla metalu alkalicznego cezu (55, Cs) i kończy się na gazie szlachetnym emanacji (86, Em). Budowa ta zostaje jednak dwukrotnie przerywana wewnętrznemi nadbudowami. Początkowo dobudowuje się całkowicie warstwa *N*, powstają podgrupy szósta i siódma N_{43} i N_{44}, które zawierają $6 + 8 = 14$ elektronów, przyczem otrzymujemy *ziemie rzadkie* od $Z = 58$ do $Z = 71$. W ten sposób *teorja B o h r a była w stanie przewidzieć,* że liczba ziem rzadkich powinna wynosić 14. W rozdz. II, § 2, punkty 7, II i 8_1 była już o tem mowa, widzimy obecnie na czem była oparta ta przepowiednia, będąca wielkim sukcesem teorji B o h r a. Jeśli wrócimy do okresu VI, to odbywa się tam następnie jeszcze pierwsza nadbudowa warstwy O, t. j. powstają podgrupy 4-ta i 5-ta, w których, podobnie, jak w warstwach *M* i *N*, znajduje się $4 + 6 = 10$ elektronów. W ten sposób w okresie VI mamy $8 + 14 + 10 = 32$ pierwiastki. *Okres VII* nie jest skończony; rozpoczyna się budowa warstwy Q, mamy tu na początku niewykryty metal alkaliczny $Z = 82$; następnie rozpoczyna się nadbudowa warstwy *P*, która jednak dla uranu (92, U) nie jest jeszcze skończona. Należy się spodziewać, że, jeśli istnieje pierwiastek $Z = 118$, to będzie nim ponownie gaz szlachetny.

Obecnie staje się zrozumiałą obecność wspomnianych w rozdz. II, § 2, punkty 7, I i II, trzech triad i ziem rzadkich w tych miejscach tablicy M e n d e l e j e w a, gdzie mieści się nie jeden pierwiastek, lecz po trzy a nawet 15, które *są przytem wszystkie w swych własnościach chemicznych niezwykle do siebie podobne.* Tłumaczy się to tem, że pierwiastki, znajdujące się w tem samem miejscu tablicy, różnią się liczbą elektronów w podgrupach wewnętrznych, natomiast części zewnętrzne elektronu, od których zależą przedewszystkiem własności chemiczne pierwiastka, są jednakowe. Dotyczy to szczególnie ziem rzadkich, gdzie nadbudowa zachodzi w głębiej leżącej warstwie *N*, gdy tymczasem pierwsza budowa następnej warstwy *P* jest już skończona, a nawet rozpoczęta została budowa warstwy O. Istotnie, wiemy, że te właśnie pierwiastki cechują identyczne nad podziw własności chemiczne.

W ścisłym związku z tablicą M e n d e l e j e w a są wymienione przez nas w rozdz. II, § 2, ust. 9 własności pierwiastków, które zmieniają się perjodycznie, jeśli przejść całą tablicę w kierunku rosnących liczb porządkowych *Z* od wodoru do uranu, oraz własności, które zmieniają się

bez żadnej okresowości w jednym tylko kierunku. Obecnie staje się rzeczą możliwą ogólne wytłumaczenie tego faktu, wskazujące przyczynę perjodyczności jednych względnie nieperjodyczności innych własności. Sprawa jest bardzo prosta. Własności pierwszego rodzaju są uwarunkowane liczbą elektronów w warstwie *zewnętrznej;* należą do nich, jak widzieliśmy, przedewszystkiem właściwości chemiczne pierwiastków. Własności drugiego rodzaju mają swe źródło w bardziej lub mniej zakończonych warstwach *wewnętrznych,* które są zupełnie analogiczne dla wszystkich pierwiastków, w których atomach warstwy te już istnieją (jeżeli pominąć ich nadbudowy). Oczywiście nie można tu spodziewać się perjodyczności, lecz jedynie stopniowej ilościowej lub jakościowej (albo jednej i drugiej) zmiany w zależności od stopniowo komplikującej się budowy atomu, która nie może nie wpływać na szczegóły budowy warstw wewnętrznych. Zobaczymy, że widmo promieni röntgenowskich jest najbardziej jaskrawym przykładem zmiany nieperjodycznej.

Przejdźmy do jednego z doniosłych zagadnień teorji budowy atomu, mianowicie zagadnienia *poziomów energetycznych* w atomie. Mówimy zwykle o różnej wysokości *poziomu wody* lub innej cieczy. Im wyższy jest poziom, tem większa jest praca, którą woda może wykonać przy spadaniu, a co zatem idzie, tem większy jest zasób energji potencjalnej. Każdej wysokości poziomu odpowiada określona ilość energji. Przy obniżeniu poziomu wody zostaje przez nią wykonywana praca równa różnicy energji poziomów początkowego i końcowego; zasób energji ulega wtedy zmniejszeniu. Natomiast, gdy poziom wody się podnosi, praca zostaje wykonana kosztem energji *zewnętrznej,* zaś zasób energji *wody wzrasta.* W § 2 i § 3 poznaliśmy możliwe orbity elektronów w najprostszym przykładzie atomu, składającego się z jądra, dokoła którego krąży tylko *jeden* elektron. Każdej orbicie, na której znajduje się elektron, odpowiada pewien zasób energji atomu, p. (8), który jest tem *większy,* im dalej od jądra znajduje się orbita, t. j. im *wyżej* jest umieszczona. Z tego względu możemy orbity dozwolone uważać za dozwolone poziomy energetyczne atomu jedno-elektronowego. W § 3 omówiliśmy obszernie warunki przejścia elektronu w tę lub inną stronę, w § 4 zaś wskazaliśmy, że stosuje się to równie do elektronów *wartościowościowych* dowolnego atomu.

Zajmiemy się obecnie atomem, który już zawiera szereg warstw wewnętrznych. Aby podnieść elektron walencyjny na wyższy poziom (dozwoloną orbitę) lub wogóle usunąć go z atomu, t. j. atom zjonizować, konieczną jest *stosunkowo* niewielka ilość pracy, zachodzi więc niewielka strata energji. Jak się okazuje może się jednak zdarzyć, że gdy na atom

działają bardzo wielkie siły zewnętrzne, zdolne wykonać stosunkowo dużą ilość pracy, t. j. zużyć znaczny zasób energji, to wyrywają one elektron z orbity jednej z warstw wewnętrznych do warstwy *K* włącznie, choćby warstwy *L*, *M*, *N* i t. d. już były w atomie. Ponieważ wszystkie wyżej leżące orbity zajęte są przez elektrony, więc tego rodzaju wyrzucanie elektronu z jego orbity *sprowadza się do wyrzucania elektronu z atomu*. W tym wypadku wewnątrz atomu powstaje puste miejsce, na które może przejść jeden z elektronów warstw *wyżej* leżących, jego zaś miejsce zajmie inny z orbity wyższej i t. d. Należy jednak zauważyć, że we wspomnianą lukę w atomie może też spaść nadbiegający z zewnątrz elektron.

W związku z tem powstaje zagadnienie wyznaczenia wielkości wykonanej pracy lub zużytej energji przy wyrywaniu elektronu z warstwy wewnętrznej oraz wyjaśnienie zjawiska, jakie wywołuje wewnątrz atomu spadanie elektronu z jednej orbity na opróżnioną niżej leżącą. Zwłaszcza badanie widm röntgenowskich prowadzi do wniosków następujących. *Każdej podgrupie* (tabl. 5) *odpowiada określony poziom energetyczny*, którego wysokość mierzy się pracą, wykonaną przy wyrzucaniu elektronu z tej podgrupy poza obręb atomu. Wszystkie orbity tej samej podgrupy, których liczbę podaje tablica 6, odpowiadają temu samemu poziomowi energetycznemu. Liczba poziomów energetycznych w różnych warstwach elektronowych równa się liczbie podgrup. Tablica 6 daje następujące zestawienie liczby podgrup.

TABLICA 6.

Warstwy	*K*	*L*	*M*	*N*	*O*	*P*	(19)
Liczba poziomów energetycznych	1	3	5	7	(5)	(3)	

Liczby dla warstw O i *P* odnoszą się do ostatnich pierwiastków układu perjodycznego, w których budowa tych warstw nie jest skończona. Poziomy energetyczne będziemy, rzecz naturalna, oznaczać temi samemi symbolami, co i podgrupy. Odpowiedź na pierwsze z postawionych wyżej zagadnień jest więc prosta: praca usuwania elektronu z atomu jest określona przez poziom energetyczny podgrupy, w której się dany elektron znajduje. Drugie zaś zagadnienie rozstrzyga odpowiedź następująca: przy spadaniu elektronu wewnątrz atomu z jednej orbity na inną leżącą niżej, energja atomu ulega zmniejszeniu o wartość różnicy poziomów energetycznych podgrup, pomiędzy któremi przejście miało miej-

sce. Poznamy później sposób wyznaczenia wartości poziomów energetycznych, t. j. wielkości pracy wyrzucania elektronu z danego poziomu (podgrupy) poza obręb atomu.

W ścisłym związku z teorją budowy atomu Bohra znajduje się zagadnienie magnetonu. Elementarne wiadomości o magnetyźmie są wszystkim znane; przypomnijmy jedynie pewne szczegóły. *Najprostsze* zjawiska magnetyczne odbywają się w ten sposób, jakgdyby w ciałach namagnesowanych (magnesach) znajdowały się dwie szczególnego rodzaju substancje, które nazwiemy *północnym i południowym magnetyzmem*, do pewnego stopnia analogiczne do dwu rodzajów elektryczności, z tą jednak różnicą, że wspomniane „magnetyzmy“ nigdy nie występują oddzielnie. Ich wzajemne oddziaływanie odbywa się zgodnie z prawem Coulomba, zupełnie analogicznem do prawa ciążenia powszechnego. Za *jednostkę „ilości magnetyzmu“* przyjmujemy taką jej ilość, która na równą sobie a znajdującą się w odległości 1 *cm* działa z siłą jednej dyny (1,02 *mgr)*. Oba rodzaje magnetyzmu znajdują się w każdym magnesie w jednakowych ilościach. Każdy magnes działa w znacznych odeń odległościach w ten sposób, jakgdyby oba magnetyzmy były skupione w dwu określonych punktach, które noszą nazwę *biegunów* magnesu; prosta, łącząca bieguny, jest *osią magnesu.* Iloczyn ilości magnetyzmu skupionego w jednym z jego biegunów przez wyrażoną w *cm* odległość między niemi, nazywa się *momentem magnetycznym* magnesu. Za *jednostkę momentu magnetycznego* uważamy moment magnetyczny magnesu, w każdym z biegunów którego znajduje się jednostka ilości magnetyzmu, bieguny zaś są odległe od siebie o 1 *cm.* Przypomnijmy jeszcze teorję wielkiego uczonego francuskiego Ampère'a, który wykrył równoważność działań prądu elektrycznego i magnesów. Doprowadziło to Ampère'a do genjalnej idei, że *każdy magnes składa się jakgdyby z najdrobniejszych cząstek obieganych przez prąd elektryczny. Są to sławne magnesy elementarne* Ampère'a. Termin *magneton* został do nauki wprowadzony w 1907 r. przez uczonego szwajcarskiego Weissa (obecnie w Strasburgu), który zakładał, że analogicznie do elementarnych ładunków elektryczności, elektronów i protonów, magnetyzm składa się również z elementarnych cząsteczek, które nazwał magnetonami. Jeżeli pogląd ten odpowiada rzeczywistości, to *każda cząsteczka substancji magnetycznej musi się składać z całkowitej liczby magnetonów.* Wiemy, że gram-cząsteczka każdej substancji zawiera jedną i tę samą liczbę cząsteczek *N* (liczba Avogadry), p. rozdz. II, § 1, równ. (1). Stąd wynika, że cząsteczka namagnesowanej do nasycenia substancji magnetycznej, t. j. takiej, w której osie wszystkich elementarnych magnesów są do

siebie równoległe, musi posiadać moment magnetyczny, będący *całkowitą* wielokrotnością pewnej liczby, a mianowicie N-krotnym momentem magnetycznym magnetonu. Tego rodzaju moment magnetyczny Weiss nazywa *gram-magnetonem.* Doświadczenia wykonane zarówno przez Weissa, jak i przez wielu innych uczonych ze znaczną liczbą substancyj magnetycznych, w zupełności potwierdziły to przypuszczenie. Doświadczenia z żelazem i niklem dały wynik następujący. Gram-cząsteczka żelaza w bardzo niskiej temperaturze posiada moment magnetyczny równy 13360 jednostkom momentu magnetycznego (p. wyżej), zaś gram-cząsteczka niklu 3370. Lecz

$$13360 = 1123{,}6 \times 11$$
$$3370 = 1123{,}3 \times 3$$

Stąd Weiss wnioskuje, że cząsteczka czystego żelaza zawiera w niskiej temperaturze 11, cząsteczka niklu — 3 magnetony; następnie że *gram-magneton zawiera 1123,5 jednostek momentu magnetycznego.* Jeżeli liczbę tę podzielić przez liczbę Avogadry N, to dla *momentu magnetycznego jednego magnetonu* otrzymamy:

$$18{,}5 \cdot 10^{-22} \text{ jedn. momentu magn.} \qquad (20)$$

Weiss zbadał również *roztwory soli* metali magnetycznych, przyczem dla gram-magnetonu otrzymał liczbę 1122,1, bardzo bliską poprzednio znalezionej. Jest rzeczą ciekawą, że w atomie niklu, który wchodzi w skład soli, okazały się nie 3, jak poprzednio, lecz 16 magnetonów. Prace wielu uczonych okazały, ze cząsteczka danej substancji, zawiera różną liczbę „*magnetonów* Weissa", jak je obecnie nazywamy, zależnie od związku chemicznego, do którego ta cząsteczka wchodzi.

W związku z teorją budowy atomu Bohra powstało pojęcie innego magnetonu, który otrzymał nazwę *magnetonu Bohra.* Widzieliśmy mianowicie, że według teorji Ampère'a, cząsteczki substancji magnetycznej są okrążane przez prąd elektryczny. Lecz elektron krążący dokoła jądra atomowego można również uważać za prąd elektryczny, którego natężenie równe jest ilości elektryczności, przechodzącej w ciągu sekundy przez dowolny punkt orbity elektronu. Natężenie to dla ogólnego przypadku orbity eliptycznej łatwo obliczyć, a więc można znaleźć moment magnetyczny magnesu, który pod względem swych własności magnetycznych mógłby zastąpić jeden poruszający się elektron. Okazuje się, że ten moment magnetyczny równa się całkowitej wielokrotności pewnego

niejako elementarnego momentu magnetycznego, który jest właśnie momentem magnetycznym *magnetonu B o h r a.* Wartość tego ostatniego wyraża się zapomocą bardzo prostej zależności pomiędzy ładunkiem, masą elektronu oraz stałą P l a n c k a (rozdz. III, § 3). Mnożąc ją przez liczbę A v o g a d r y, otrzymamy dla *gram - magnetonu* B o h r a 5584 jednostek momentu magnetycznego. W ten sposób okazuje się, że

magneton B o h r a = 5 magnetonom W e i s s a (21)

§ 6. Cząstki alfa. Budowa i rozpad jądra atomowego.

W § 1 była już mowa o cząstkach alfa, wyrzucanych przez ciała promieniotwórcze; obecnie możemy powiedzieć dokładniej, że wylatują one z jąder atomowych pierwiastków promieniotwórczych. Mówiliśmy również, że cząstka alfa jest identyczna z *jądrem atomowem helu,* t. j. z atomem helu, który stracił dwa elektrony, lub inaczej mówiąc, jest podwójnie zjonizowany. Z drugiej strony tablica 3 wskazuje, że *cząstka alfa składa się z 4 protonów i 2 elektronów.* Ponieważ zaś masa protonu jest 1840 razy większa od masy elektronu (rozdz. II, § 4), więc stąd wynika, że *masa cząstek alfa jest 7360 razy większa od masy elektronu.* Prędkość cząstek alfa w chwili ich wyrzucania, zależy od rodzaju emitujących je ciał promieniotwórczych, przeciętnie jednak wynosi ona 18000 *km/sek,* co stanowi około 0,06 prędkości światła. Dzięki wielkiej stosunkowo masie i olbrzymiej prędkości cząstki alfa mają ogromny zasób energji kinetycznej, mogą z tego powodu wykonać o wiele większą pracę, np. pokonać większe przeszkody, niż elektron pędzący z prędkością 0,9 prędkośic światła. Cząstka alfa, chociaż składa się z 4 protonów i 2 elektronów, *jest utworem zadziwiająco trwałym,* który nie rozpada się w żadnych dostępnych dla nas warunkach. Jest to tem dziwniejsze, że dwa elektrony nie mogą utrzymać w równowadze 4 protonów, odpychających się wzajemnie. Musimy przyjąć, że w odległościach, w których protony znajdują się względem siebie w cząstce alfa *ich wzajemne odpychanie przechodzi w przyciąganie.*

Podamy tu dowcipne rozumowanie, które choć nie tłumaczy trwałości cząstki alfa, daje jednak możność powiązania jej z innem zjawiskiem, rzucającem na tę sprawę pewne światło. W rozdz. II, § 5 podaliśmy równość (16), orzekającą, że masa może ulec przemianie w energję przyczem bardzo niewielka ilość masy daje olbrzymie ilości energji. Następnie w rozdz. II, § 1 daliśmy wstępne wyjaśnienia o izotopach, wspominając

przytem, że jeśli przyjąć ciężar atomowy tlenu za 16, to ciężary atomowe czystych pierwiastków (nie mieszanin izotopów) są liczbami całkowitemi. Wyjątek stanowi wodór, którego ciężar atomowy wynosi 1,008 (ściślej 1,0078). Obecnie możemy podać zapowiedziane wytłumaczenie tego faktu. Przyjmując masę atomu tlenu równą 16, otrzymujemy dla masy cząstek alfa dokładnie 4, dla masy protonu zaś 1,008 (zaniedbujemy tu masy elektronów). Cząstka alfa składa się jednak z 4 protonów i dlatego masa jej wynosi $1{,}008 \times 4 = 4{,}03$. Przechodząc zaś do gram-atomu otrzymamy, że gram-atom helu musi mieć masę 4,03 *gr*, natomiast jego rzeczywista masa wynosi tylko 4 *gr*. *Gdzie więc znikły 0,03 gr? Uległy one przemianie w energję cieplną, gdy 4 protony połączyły się, tworząc jedną cząstkę alfa.* Przykład znikania masy wskutek jej przemiany w ciepło podaliśmy w rozdz. II, § 5, ust. 2 po równ. (16); przykład ten odnosi się do związków *chemicznych*, mianowicie do utworzenia gram - cząsteczki wody z wodoru i tlenu. Na podstawie równości (16) rozdz. II otrzymamy utworzoną z 0,03 *gr a wyrażoną w ergach energję*, jeżeli liczbę 0,03 pomnożymy przez $9 . 10^{20}$; otrzymamy wtedy $0{,}27 . 10^{20}$ ergów, co przy przeliczeniu na duże kalorje prowadzi do wniosku, że przy *powstaniu z protonów gram-atomu, t. j. 4 gr helu wydziela się*

$$\left.\begin{array}{l}\text{300 miljonów dużych kaloryj}\\ \text{równoważnych 700000 } kgm \text{ pracy}\end{array}\right\} \qquad (22)$$

Wielkość tych liczb uwydatni się szczególnie wówczas, gdy przypomnimy, że przy tworzeniu się gram-cząsteczki najbardziej trwałych związków *chemicznych* wydziela się ilość ciepła rzędu 100 dużych kaloryj; tu zaś mamy liczbę trzy miljony razy większą! Aby rozbić na protony i elektrony 4 gramy helu (ściślej mówiąc, cząstek alfa) należałoby zużyć pracę 700000 *kgm*. Astronom angielski Eddington (1923) udowodnił, że ilość ciepła, którąby się utworzyła, gdyby tylko parę procent znajdujących się na słońcu jąder atomowych wodoru (protonów) połączyło się w jądra helu, starczyłaby na miljony lat promieniowania słonecznego. Jeśli tak jest istotnie, to zrozumiałą staje się trwałość cząstek alfa, wiele miljonów razy przewyższająca trwałość cząsteczek chemicznych. Tego, co powiedzieliśmy, nie możemy jednak uważać za wytłumaczenie, zagadką bowiem pozostanie czemu siły, działające pomiędzy 4 protonami i 2 elektronami, przy ich połączeniu się w jedną cząstkę alfa wykonywają tak olbrzymią pracę.

Przechodzimy do opisu zadziwiających doświadczeń *rozbicia jądra atomowego*, które powiodło się po raz pierwszy Rutherford'owi w 1919 roku. Mamy tu wypadek istotnego *sztucznego rozkładu atomu*, jonizacja

bowiem jest tylko zmianą powierzchowną i łatwo zanikającą. Przypomnijmy przedewszystkiem, co nazywamy *zasięgiem* cząstki. Nazwijmy *cząstką aktywną* taką, która w swoim ruchu wewnątrz gazu może ten gaz zjonizować, lub uderzając o powierzchnię fluoryzującego ekranu może wywołać na nim powstanie drobnych błysków świetlnych, t. zw. *scyntylację*, którą można dogodnie obserwować przez lupę lub mikroskop. Tego rodzaju cząstkami aktywnemi mogą być *elektrony*, *cząstki alfa*, oraz, jak się obecnie okazało, pojedyńcze protony, t. j. *zjonizowane atomy wodoru*. Zasięgiem aktywnej cząstki nazywamy długość drogi, którą cząstka przebywa w danym ośrodku od miejsca swego powstania do miejsca, gdzie jej aktywność przestaje być widoczną, t. j. np. znikają wywołane przez nią scyntylacje. Zasięg zależy od rodzaju cząsteczki aktywnej, od jej prędkości początkowej, od rodzaju ośrodka i stopnia jego rozrzedzenia w wypadku ośrodka gazowego, który to przypadek tu zakładamy. Jest rzeczą istotną, że *zasięg cząstek alfa w powietrzu* przy ciśnieniu jednej atmosfery waha się w zależności od wysyłającego je ciała promieniotwórczego od 2,5 do 8 *cm*; w *wodorze* zasięg wynosi około 25 *cm*.

Cząstki alfa dzięki swej wielkiej energji i trwałości mogą odegrać rolę pocisków, rozbijających jądra atomowe innych pierwiastków. Już w 1914 r. wykryto, że cząstki alfa, przechodząc przez wodór, rozbijają jego cząsteczki na części składowe, t. j. na dwa atomy. W 1919 r. ukazały się 4 prace Rutherford'a. W pierwszej autor potwierdza fakt rozbicia *cząsteczek* wodoru. W drugiej wykazuje, że cząstki alfa odrywają zjonizowane atomy wodoru, t. j. protony od ciał, które obfitują w wodór, jak np. z parafiny. Trzecia praca nie zawierała specjalnie ciekawych wyników. W czwartej natomiast Rutherford *po raz pierwszy oznajmił światu o rozbiciu jądra atomowego azotu*. Gdy cząstki alfa zderzają się z cząstkami azotu, wówczas z tych ostatnich wylatują pewnego rodzaju cząstki aktywne, których zasięg, określony metodą scyntylacyj, dochodzi do 28 *cm*. Nie są to zjonizowane atomy azotu, bowiem obliczony przez Rutherforda zasięg tych ostatnich nie może przekraczać 9 *cm*. Bezpośrednie obserwacje ruchu tych cząstek pod wpływem sił magnetycznych dowiodły w sposób nie ulegający wątpliwości, że są to *protony wyrwane z jądra atomowego azotu*. Ponieważ proton, chwytając jeden z błędnie dokoła biegnących elektronów, ulega przemianie w obojętny atom wodoru, mniemano, że Rutherford otrzymał wodór z azotu, t. j. jeden pierwiastek z drugiego. Jest to oczywiście prawdą, daje jednak opaczne pojęcie o istocie rzeczy. Widzieliśmy wszak, że jądra wszystkich atomów zawierają *protony*, t. j. atomy zjonizowanego wodoru. Z pewnym przybliżeniem moż-

na więc mówić, że zgodnie z teorją Bohra, wszystkie pierwiastki nietylko zawierają wodór, lecz również składają się z atomów wodoru (i elektronów). Istota więc wielkiego sukcesu doświadczalnego Rutherford'a polega na dostarczeniu dowodu doświadczalnego, że *jądro atomowe azotu zawiera protony;* tem samem więc sprawdzone zostało jedno z zasadniczych założeń teorji Bohra.

W 1920 r. Rutherford udowodnił, że cząstki alfa wyrywają protony i zjonizowane atomy azotu z ciał *stałych, będących związkami azotu* (sole kwasów azotowych i paracyan). Szczególnie doniosłe są prace Rutherford'a z lat 1921 i 1922. *Powiodło mu się mianowicie wyrwać protony z jąder atomowych boru, fluoru, sodu, glinu i fosforu;* zasięg tych protonów wynosił, jak się okazało, od 40 do 90 *cm.* Szczególnie ciekawym jest glin, podczas bombardowania bowiem jego atomów przez cząstki alfa, protony wyrzucane są nietylko w kierunku ruchu cząstek alfa, lecz *we wszystkich możliwych kierunkach,* między innemi w kierunku przeciwnym, t. j. na spotkanie pocisków alfa. Zasięg protonów wynosi w kierunku prostym 90 *cm,* w przeciwnym zaś — 67 *cm.* Zasięg cząstek alfa w tych doświadczeniach wynosił 9 *cm;* przy zasięgu mniejszym od 7 *cm.* działanie tych pocisków na glin ustaje. Niezwykle ciekawym jest fakt, że *energja protonów, wylatujących z atomów glinu jest większa (1,4 razy) od energji samych pocisków alfa, które w nie uderzają.* Dowodzi to, że część energji protonów jest pochodzenia *wewnątrzatomowego,* t. j., że uderzenia cząstek alfa wywołują wewnątrz atomu glinu wybuch, który powoduje zwiększenie energji protonów. Stanowi to analogię ze zjawiskiem, zachodzącem w atomach pierwiastków promieniotwórczych, z tą jednak różnicą, że z jądra atomowego zostaje wyrzucony proton, — jądro atomowe wodoru, — nie zaś cząstka alfa, — jądro atomowe helu.

Tak więc Rutherford'owi udało się wyrwać protony z jąder atomowych boru, azotu, fluoru, sodu, glinu i fosforu. Ciężary atomowe tych pierwiastków są: 11, 14, 19, 23, 27 i 31. Przy dzieleniu przez 4 wszystkie te liczby dają resztę 3, prócz azotu (14), który daje resztę 2. *Ani jedna z tych liczb nie jest bez reszty podzielna przez 4.* Przy omawianiu *budowy jądra atomowego* przekonamy się o doniosłości tego faktu. W 1923 roku Rutherford wykrył, że we wszystkich sześciu pierwiastkach wyrzucanie protonów zachodzi *we wszystkich kierunkach* i przytem w ilościach w przybliżeniu jednakowych, lecz że zasięg jest w różnych kierunkach różny. W tablicy 7 pierwsze dwa wiersze dają zasięg protonów w prostym i przeciwnym kierunku.

Zwróćmy uwagę, że liczby porządkowe Z pierwiastków, od których uda-

ło się oderwać protony, są kolejnemi liczbami nieparzystemi od 5 do 15. Działania cząstek alfa na lit ($Z = 3$) i chlor ($Z = 17$) nie wykryto. Prócz boru, który ma dwa izotopy, pozostałe pięć są pierwiastkami „czystemi".

Wszystkie wymienione prace zostały wykonane przez Rutherforda i jego uczniów. W 1923 r. zaczęli to samo zagadnienie badać Kirsch i Pettersson w Wiedniu, którzy szczególnie w latach 1926 i 1927 przeprowadzili wraz ze swymi współpracownikami bardzo wielką liczbę badań, stosując odmienną od Rutherforda metodę doświadczalną. Angielscy uczeni podnoszą zarzuty przeciw osiągniętym w tych badaniach wynikom; spór nie jest dotychczas zakończony. W pierwszej swej pracy (1923), Kirsch i Pettersson znaleźli, że beryl (ciężar atomowy $A = 9$, $Z = 4$), krzem ($A = 28$, $Z = 14$) i magnez (trzy izo-

TABLICA 7

	Bor	Azot	Fluor	Sód	Glin	Fosfór
Kierunek prosty	58	40	65	58	90	65
Kierunek przeciwny	38	18	48	36	67	49
Stosunek	1,5	2,2	1,35	1,6	1,35	1,35
Liczba porządkowa Z	5	7	9	11	13	15

topy, $A = 24$, 25, 26, $Z = 12$) mogą również ulec rozbiciu. Prawidła jednak, które stwierdził Rutherford zupełnie się tu nie sprawdzają: wszystkie Z są liczbami parzystemi, dwie zaś z liczb A dzielą są bez reszty przez 4. Podamy tylko parę wyników z pośród znacznej liczby prac uczonych wiedeńskich. Zwróćmy uwagę, że bardzo istotnem jest zagadnienie dalszego losu samej zderzającej się cząstki alfa. Chodzi mianowicie o to, czy odskakuje ona od jądra atomowego, od którego oderwała proton, czy też pozostaje już wewnątrz tego jądra.

P. Gołubek znalazł w 1926 r., że protony oderwane mogą ze swej strony wywołać jonizację gazu, przez który przechodzą, t. j. oderwać od atomów gazu elektrony walencyjne. W 1927 r. udało się uczonym angielskim zaobserwować dwa wypadki niewątpliwego utknięcia cząstki alfa w jądrze atomowem azotu. W Wiedniu powstał wtedy pogląd, że przy bardzo silnem bombardowaniu ciała niepromieniotwórcze, jak ołów, miedź, cyna, węgiel i inne, mogą stać się promieniotwórczemi, promieniotwórcze zaś (uran, tor) mogą zmienić swe własności. Doświadczenia przemawiały jednakże na niekorzyść tego poglądu. Uczonym wiedeńskim udało się następnie (1927) oderwać protony z *węgla* (grafit i biały

diament) oraz z *żelaza*. Przekonamy się później, jak doniosłem byłoby potwierdzenie faktu rozbicia atomu pierwiastków, których ciężar atomowy jest bez reszty podzielny przez 4, a więc np. krzemu, magnezu i węgla ($A = 12$). W 1927 r. podobne badania przeprowadzili Bothe i Fränz w Berlinie. Zbadali oni wszystkie pierwiastki od boru ($Z = 5$) do wapnia ($Z = 20$), lecz wydzielanie protonów stwierdza tylko dla boru, azotu, magnezu i glinu. Ponieważ izotopy magnezu mają $A = 24$, 25 i 26, więc zagadnienie pozostaje nadal otwarte. Ważną jest rzeczą, że Bothe i Fränz nie stwierdzili rozbicia atomów węgla ($A = 12$) i krzemu ($A = 28$). Między innemi, według obserwacyj tych uczonych, cząstki alfa są silnie odbijane przez węgiel. Wykonane przez nich w 1928 r. dalsze badania nową metodą dały dla berylu, węgla, glinu i żelaza wyniki niezgodne z wynikami uczonych wiedeńskich, ci ostatni jednak w swej najnowszej pracy (1929) podają w wątpliwość stosowalność nowej metody i podtrzymują twierdzenie, że z atomów węgla również mogą być oderwane protony. Spór dotychczas nie jest zakończony. Jest jednak rzeczą niewątpliwą, że wszystkie pierwiastki od boru ($Z = 5$) do potasu ($Z = 19$), prócz węgla (6) i tlenu (8) wyrzucają protony pod wpływem zderzeń z cząstkami alfa. Prócz wyżej wspomnianych należą tu jeszcze neon, magnez, chlor, argon i potas. Rozbicie jądra następuje tylko w wypadku szczególnie trafnego uderzenia. Okazuje się, że w przybliżeniu, na miljon zderzających się cząstek alfa tylko jedna wyzwala proton z jądra atomowego.

Przejdziemy do jednego z donioślejszych zagadnień współczesnej fizyki, mianowicie do *zagadnienia budowy jądra atomowego*. Stwierdzić należy, że w chwili obecnej (1930) jesteśmy jeszcze dalecy od rozwiązania tego zagadnienia. Znamy skład jądra atomowego, wiemy, że zawiera ono A protonów i $(A - Z)$ elektronów; w § 1 w tabl. 3 podaliśmy te liczby dla 19 pierwiastków, poczynając od wodoru, a kończąc na uranie, którego jądro zawiera 238 protonów i 146 elektronów. Zagadnienie polega na tem, *w jaki sposób protony i elektrony są rozmieszczone*, jakie siły je wiążą, jakie wykonywają ruchy i czy do jądra stosują się rozważania rozdz. III, § 3 o szeregu możliwych stanów układu. Zachodzi pytanie, czy nie mogłoby dla jądra atomowego mieć znaczenie coś w rodzaju *trzeciego postulatu Bohra*, wyrażonego w równ. (10).

Skoro jednak nic nie wiemy o przestrzennem rozmieszczeniu części składowych jądra atomowego, to jednak dużo da się powiedzieć o *ugrupowaniu tych części*. Wiemy, że atomy pierwiastków promieniotwórczych wyrzucają cząstki alfa, które są nader trwałem połączeniem 4 protonów i 2 elektronów. Naturalnem więc będzie założenie, że we

wszystkich jądrach atomowych protony i elektrony związane są w tego rodzaju grupy, t. j. w cząstki alfa, i że liczba tych grup jest dla danej liczby protonów i elektronów możliwie największą możliwą. Oczywiście w tym przypadku *liczba swobodnych protonów w jądrze*, które jako reszty pozostałe po budowie cząstek alfa nie weszły w skład tych cząstek, może wynosić tylko 0, 1, 2 lub 3. W jądrze znajdujemy również $A - Z$ elektronów. Lecz w każdej cząstce alfa są niejako *uwięzione* dwa elektrony; łatwo więc stąd znaleźć *liczbę swobodnych elektronów w jądrze atomowem*. Podzielmy liczbę A protonów jądra przez 4 i załóżmy, że w ilorazie otrzymujemy liczbę n, reszta zaś jest p, mamy więc

$$\left.\begin{array}{l} A = 4n + p \\ p = 0, 1, 2, 3 \end{array}\right\} \qquad (23)$$

Wówczas n jest liczbą cząsteczek alfa w jądrze, p — liczbą swobodnych protonów. Liczba p gra prawdopodobnie dużą rolę, będąc doniosłą charakterystyką danego pierwiastka. Liczba „uwięzionych" elektronów jest równa $2n$, a ponieważ w jądrze znajduje się $(A - Z)$ elektronów, więc liczba „swobodnych" elektronów wynosi $(A - Z - 2n)$. Lecz $2n = \frac{A}{2} - \frac{p}{2}$, a więc liczba ta równa się też $\frac{1}{2}(A + p) - Z$; jest to liczba całkowita, ponieważ $A + p$ jest zawsze liczbą parzystą, równą $4n + 2p$. Ostatecznie otrzymujemy wynik następujący: *jądro atomowe składa się z cząstek alfa, swobodnych protonów i swobodnych elektronów*. Za charakterystyczne dla atomu przyjmujemy liczby całkowite A, Z i p. Dla jądra atomowego mamy liczby następujące:

Liczba cząstek alfa (n)	$\frac{1}{4}(A - p)$	(23,a)
Liczba swobodnych protonów	p	
Liczba swobodnych elektronów	$\frac{1}{2}(A + p) - Z$	
Liczba „uwięzionych" elektronów ($2n$) . . .	$\frac{1}{2}(A - p)$	

W § 1 podaliśmy tabl. 3, zawierającą *ogólne liczby* protonów i elektronów w jądrze. W tablicy 8 dajemy liczby cząstek alfa oraz *swobodnych* protonów i elektronów w jądrach atomowych różnych pierwiastków.

Porównywając liczby podane w tabl. 8, (w której gwiazdka wskazuje, że wzięto jeden z izotopów), z tabl. 3, widzimy, że ogromna większość zawartych w jądrze atomowem elektronów, jest „uwięziona" w cząstkach alfa. W żelazie mamy ich ogółem 30, swobodnych tylko 2; w srebrze — ogółem 60, swobodnych 8; w uranie — ogółem 146, z których tylko 28

są swobodne. *Gdy ciężar atomowy pierwiastka jest podzielny przez 4, wtedy w jądrze atomowem niema swobodnych elektronów.* Jasną jest rzeczą, że w rozpatrzonych wyżej doświadczeniach Rutherford'a następowało wyrywanie z jądra atomowego jednego ze *swobodnych* protonów, nie zaś tych, które są zawarte w cząstce alfa. Dla pięciu z pośród sześciu pierwiastków, w których tego rodzaju rozbijanie atomu ma miejsce, liczba swobodnych protonów jest możliwie największą, wynosi ona dla nich trzy, dwa zaś dla azotu. *Gdy ciężar atomowy A dzieli się bez reszty przez 4, wtedy wyrywanie protonów jest niemożliwe.* Oto dlaczego doświadczenia uczonych wiedeńskich, którzy twierdzą, że udało im się wyrwać protony z jąder atomowych węgla ($A = 12$) i krzemu ($A = 28$), musiały wywołać wątpliwości i doprowadziły do sporów dotychczas niezakończonych. Uczeni wiedeńscy przeczą natomiast założeniu, że w jądrze atomowem wszystkie protony wchodzą w skład cząstki alfa po cztery i tylko reszta, $p = 0, 1, 2, 3$, pozostaje swobodną. Jest to oczywiście zagadnienie olbrzymiej wagi.

TABLICA 8.

Pierwiastek	A	Z	p	Cząstek alfa	Swobodnych protonów	Swobodnych elektronów
Węgiel	12	6	0	3	0	0
Azot	14	7	2	3	2	1
Glin	27	13	3	6	3	2
Siarka	32	16	0	8	0	0
Wapń	40	20	0	10	0	0
Żelazo	56*	26	0	14	0	2
Srebro	107*	47	3	26	3	8
Rtęć	202*	80	2	50	2	22
Rad	226	88	2	56	2	26
Uran	238	92	2	59	2	28

Uczony angielski W. D. Harkins zajął się zbadaniem, jakie pierwiastki spotyka się najczęściej na kuli ziemskiej i w meteorytach, zakładając, że *pierwiastki te muszą mieć szczególnie trwałą budowę jądra.* Harkins znalazł, że 99% całej masy ziemi składa się z pierwiastków o liczbie atomowej nie większej od 26 (żelazo); ciężary atomowe najbardziej rozpowszechnionych pierwiastków są liczbami *parzystemi.* Szczególnie zaś *rozpowszechnione są* te, których ciężar atomowy jest podzielny bez reszty przez 4, a zatem gdy w jądrze atomowem *brak zupełnie swobodnych pro-*

tonów, liczba zaś swobodnych elektronów wynosi $\frac{1}{2}A - Z$, p. (23), gdzie należy przyjąć $p = 0$.

Co się tyczy zagadnienia *wzajemnego rozmieszczenia* cząstek alfa, protonów i elektronów w jądrze atomowem, to w sprawie tej nic dotychczas nie wiadomo. Niejednokrotnie wypowiadano pogląd, że cząstki alfa są skupione razem, tworząc jakby centralny rdzeń jądra, dokoła którego są rozmieszczone, będąc być może nawet w ruchu, swobodne protony i elektrony. Wzajemne odległości cząstek alfa oraz swobodnych protonów od rdzenia jądra są przytem takie, że zamiast odpychania następuje wzajemne przyciąganie.

Inni uczeni sądzą natomiast, że jądro atomowe składa się tylko z odosobnionych, niczem ze sobą nie związanych, pojedyńczych protonów i elektronów, negując możliwość jakiegokolwiek ich ugrupowania w cząstki alfa. Według zdania tych uczonych, cząstki alfa spotyka się tylko w jądrach atomowych pierwiastków promieniotwórczych, w niewielkiej zresztą ilości, równej liczbie faktycznie przez atom wysyłanych (nawet dla uranu mniej niż 10, a nie 59, p. tabl. 8). Bardzo ciekawe są pod tym względem prace z 1921 r. Lizy Meitner (wybitna uczona, profesor Uniw. w Berlinie), która przypuszcza, że elektrony swobodne w jądrze, w większej liczbie występujące tylko w pierwiastkach dwu ostatnich okresów, nie są w rzeczywistości swobodne, lecz w grupach po dwa są dołączone z zewnątrz do cząstek alfa i po jednemu do swobodnych elektronów, zobojętniając je w ten sposób. Łatwo widzieć z liczb tabl. 8, że pewna tylko część zawartych w jądrze atomowem cząstek alfa przyłączyć może po 2 elektrony. Dla jądra uranu (tabl. 8) L. Meitner zakłada, że z 28 elektronów swobodnych 2 elektrony są dołączone do dwu swobodnych protonów, pozostałe zaś 26 — po 2 do 13 cząstek alfa, które są w ten sposób przez nie zobojętnione, natomiast $59 - 13 = 46$ cząstek alfa pozostają bez zmiany. Jasną jest rzeczą, że wymienione 46 cząstek zobojętnione są przez 92 elektrony zewnętrzne, które otaczają jądro atomu uranu. Szereg uczonych jest jednak przeciwny poglądom Lizy Meitner, proponując natomiast własne schematy ugrupowania części składowych jądra atomowego. Począwszy od 1927 r., zajął się tem zagadnieniem Rutherford, stawiając nowe hipotezy o szczegółach budowy jądra atomowego. Zestawiając wyniki doświadczeń nad przejściem cząstek alfa przez warstwy różnych substancyj ze zjawiskami promieniotwórczemi, Rutherford dochodzi do wniosku, że jądro atomowe ma następującą budowę. W środku jądra znajduje się masa dodatnio naładowana; promień jej nie przekracza 10^{-12} *cm*. Wokół tego środka w dziedzinie do $1,5 . 10^{-12}$ *cm* krążą przeważnie elektrony. Następnie do odległości

$6 \cdot 10^{-12}$ *cm* mamy dziedzinę, w której dokoła środka krążą *obojętne* cząstki alfa z dołączonemi do każdej dwoma elektronami, t. j. atomy helu. Te ostatnie są jednak odkształcone przez to, że owe dwa elektrony znajdują się o wiele bliżej cząstek alfa, niż w zwykłym obojętnym atomie helu, w przeciwnym bowiem wypadku zostałyby one oderwane przez przyciąganie centralnej masy, t. j. jądra atomu.

§ 7. Powstawanie widm prążkowych.

W rozdz. III, §§ 4 i 5 rozpatrzyliśmy widma prążkowe wysyłane przez atomy świecących gazów lub par, np. przy przejściu przez nie prądu elektrycznego. Gazy wieloatomowe i pary dają również widma prążkowe, jeżeli cząsteczki, z których się składają, ulegają rozpadowi pod wpływem prądu. Poznaliśmy serje prążków widmowych i wiemy, że dla *wodoru* częstości drgań wszystkich prążków wszystkich seryj wyraża wzór (10). Dla *zjonizowanego helu* mamy ten sam wzór z tą jednak różnicą, że zamiast R bierzemy spółczynnik $4R$, i że stała R w tym ostatnim wypadku jest o 0,04% większa, niż R dla wodoru, p. równ. (11,a). W obu tych przypadkach mamy do czynienia z atomami *jednoelektronowemi*. W rozdz. IV, §§ 2 i 3 poznaliśmy następnie teorję budowy atomu B o h r a, przedewszystkiem zaś trzy jego postulaty, z których pierwszy i trzeci zawarte są w równaniach (5) i (10) lub (11).

Znaczenie historyczne teorji B o h r a oraz olbrzymie wrażenie wywarte przez nią na świat naukowy polega na tem, że *po raz pierwszy dała ona całkowite wyjaśnienie związków, zachodzących w widmach prążkowych, przedewszystkiem atomów jednoelektronowych.* Wskazaliśmy w § 4 sposób, w jaki teorja B o h r a umożliwia wyznaczenie promieni orbit dozwolonych i prędkości elektronów na tych orbitach dla atomów jednoelektronowych, jak atom wodoru i zjonizowany atom helu. Zagadnienie to rozwiązują równania (12) i (14), z których pierwsze wyraża pierwszy postulat B o h r a, drugie zaś nasuwa mechanika elementarna; w (14) $E = Ze$, gdzie dla wodoru $Z = 1$, dla helu $Z = 2$. Wzorów na r_k i v_k nie podawaliśmy, wymieniliśmy jednak szereg wynikających z nich wniosków. Znając odległość elektronu od jądra i jego prędkość, łatwo obliczyć całkowity zasób J_k energji atomu, składający się z energji kinetycznej ruchu elektronu i energji potencjalnej przyciągających się wzajemnie elektronu i jądra. Zwróćmy się obecnie do trzeciego postulatu B o h r a (§ 3). Zgodnie z nim *źródłem promieniowania jest przejście elektronu* z dowolnej k-tej orbity na dowolną i-tą niższą, t. j. bliższą jądra, tak że i jest mniej-

sze od k. Przejście to wywołuje *zmniejszenie* energji atomu o wartość $J_k - J_i$, uwolniona energja zaś ulega przemianie zgodnie z równ. (10) w jeden kwant energji promienistej. Jeśli wykonać ten zupełnie elementarny rachunek, to na częstość ν emitowanego promieniowania otrzymujemy wzór postaci:

$$\nu = K\left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2}\right). \tag{24}$$

Postać tego równania jest zupełnie identyczna z postacią równania (10) rozdz. III, § 4, które daje częstość emisji wszystkich promieni wszystkich seryj widmowych atomów *jednoelektronowych*. Taki zbieg okoliczności często jedynie całkowicie zewnętrzny *niema dla nauki wielkiego znaczenia* i nie mógłby też wywrzeć większego wrażenia. Okazało się jednak, *że otrzymana na podstawie postulatów Bohra wielkość K równa się dokładnie wielkości R wspomnianego wzoru (1), który wyraża częstość ν prążków, tworzących serje widmowe wodoru.* Dla czytelników obeznanych z algebrą elementarną podajemy wyrażenie na K, otrzymane wyżej wskazanym sposobem na podstawie teorji Bohra:

$$K = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} Z^2 = RZ^2. \tag{25}$$

Jeśli podstawimy tu masę elektronu w gr, ładunek e elektronu w jedn. el. stat. (rozdz. I, § 4), wartość liczbową stałej Plancka h (rozdz. III, § 3) i $Z = 1$ dla wodoru, wówczas z całą dokładnością otrzymamy wartość liczbową stałej Rydberga R. Tak więc teorja Bohra tłumaczy pochodzenie tej stałej i wyraża jej dokładną wartość liczbową zapomocą masy i ładunku elektronu oraz stałej Plancka. Ten właśnie zadziwiający fakt musiał wywrzeć olbrzymie wrażenie i zwrócił odrazu uwagę na genjalną teorję Bohra. Nie jest to jednak wszystko! W rozdz. III, § 5 mówiliśmy, że dla widma *zjonizowanego helu* obserwacje prowadzą do tego samego wzoru, zamiast R mamy jednak $4R$. Dla helu $Z = 2$ i wzór (25) rzeczywiście daje obecnie $K = 4R$. Gdyby udało się otrzymać widmo pary podwójnie zjonizowanego litu ($Z = 3$), to otrzymalibyśmy napewno ten sam wzór (24), w którym jednak $K = 9\,R$. Bez porównania ważniejszym jest fakt następujący. W rozdz. III, § 5 mówiliśmy, że stałe R dla wodoru i dla helu, otrzymane zapomocą najbardziej starannego wymierzenia widm tych pierwiastków, są niezupełnie zgodne, że mianowicie R (hel) jest o 0,04% większe od R (wodór), p. rozdz. III, równ. (11,a). Przekonamy się zaraz, w jaki sposób rozstrzyga tę kwestję teorja Bohra. Przy wyprowadzeniu równ. (24) i (25) zakładamy, że

elektron krąży dokoła jądra *nieruchomego.* W § 4 zaś zaznaczyliśmy, że, jeżeli rozpatrywać istotny ruch elektronu i jądra wokół wspólnego środka ciężkości (bezwładności), to we wszystkich równaniach pojawi się czynnik, którego wartość podaje równ. (17). Ten sam czynnik musi występować również w równ. (25), a więc bardziej ścisłe *teoretyczne* wyrażenie na stałą R Rydberga jest następujące:

$$R = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} \cdot \frac{M}{M+m}, \tag{26}$$

gdzie M jest masą jądra atomowego, m — masą elektronu. Jeżeli wzór ten zastosować początkowo dla wodoru ($M = 1840\, m$), następnie dla helu ($M = 7360\, m$), wtedy okazuje się, że R (hel) jest o 0.04% większe, niż R (wodór), p. (18, c). Tak więc teorja Bohra *dała całkowite wytłumaczenie najbardziej subtelnego szczegółu, który wyszedł na jaw przy doświadczalnem porównaniu widm wodoru i helu.* Był to właśnie drugi fakt, który wprowadził w zdumienie badaczy i zmusił do entuzjastycznego przyjęcia teorji Bohra.

Możemy obecnie obrazowo wytłumaczyć *powstawanie seryj widmowych.* W rozdz. III, § 4 poznaliśmy serje widmowe wodoru, które otrzymujemy, jeżeli w równ. (10) przyjąć na i określoną liczbę, a na k kolejne liczby $i + 1$, $i + 2$, $i + 3$ i t. d. Dla $i = 1$ otrzymujemy serję nadfiołkową (7), dla $i = 2$ serję Balmera, dla $i = 3$ i $i = 4$ dwie serje podczerwone (8) i (9). Lecz równanie (10) rozdz. III jest identyczne z równaniem (24) niniejszego rozdziału, gdy w wyrażeniu (25) na K podstawimy $Z = 1$. Jeśli zwrócimy uwagę, że (24) daje częstości emisji przy przejściu elektronu z k-tej na i-tą orbitę, to otrzymamy następujący *obraz powstawania seryj widmowych wodoru.* Każda serja widmowa otrzymuje się przy przejściu elektronu na *pewną orbitę określoną* z różnych orbit wyżej leżących, t. j. z $(i + 1)$-szej, $(i + 2)$-iej i t. d. *Czołowy prążek serji otrzymujemy, gdy elektron przejdzie z* $(i + 1)$-szej orbity na i-tą Okoliczność, że widzimy w widmie jednocześnie wszystkie prążki danej serji tłumaczy się oczywiście tem, że mamy zawsze do czynienia nie z jednym atomem, lecz z zawartą w gazie badanym wielką ich liczbą. Jeśli przez gaz przepływa prąd elektryczny, następuje *wzbudzenie* atomów, p. § 3, t. j. przejście elektronu z pierwszej orbity na dowolną wyższą, przyczem wysokość podniesienia zależy od natężenia wzbudzenia, któremu atom podlega. Elektron podniesiony spada następnie na dowolną orbitę niższą, przyczem otrzymujemy emisję odpowiadającą trzeciemu postulatowi Bohra. *Blask czyli natężenie prążka widmowego* zależy od liczby atomów, które w danej chwili ulegają temu samemu wzbudzeniu. Jasną jest rzeczą, że słabe wzbu-

dzenia muszą zachodzić częściej, aniżeli silniejsze, *i tem właśnie tłumaczy się fakt, że prążek czołowy posiada w każdej serji blask najsilniejszy*, który stopniowo maleje przy posuwaniu się od prążka czołowego do końca serji widmowej.

Zwróćmy się do seryj widmowych wodoru. Serja nadfiołkowa ($i = 1$), rozd. III, § 4, równ. (7) powstaje przy przejściu elektronów na *pierwszą orbitę* z drugiej, trzeciej, czwartej i t. d. Serję tę możemy nazwać *główną*. Prążek czołowy, którego długość fali wynosi 1215.7 Å otrzymujemy przy spadaniu elektronu z drugiej orbity na pierwszą. Granica serji znajduje się, jak widzieliśmy, dla długości fali 911,74 Å, gdy $i = 1$, k jest nieskończenie wielkie a częstość $\nu = R$. Obecnie staje się zrozumiałem, że w widmie wodorowem nie mogą istnieć i nie były też znalezione prążki o długości fali mniejszej od 911,74 A, lub częstości ν większej od stałej R. Istotnie, z ogólnego wzoru (24), który dla wodoru ($Z = 1$) daje, p. rozdz. III, § 4, równ. (10):

$$\nu = R\left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2}\right),$$

widać, że *największą* możliwą wartość ν a mianowicie $\nu = R$, otrzymamy dla $i = 1$ i k nieskończenie wielkiego. Dla *helu* mamy $4R$ zamiast R, dlatego też granica serji posiada częstość $\nu = 4R$, a długość fali cztery razy mniejszą, niż dla wodoru, mianowcie 227,94 Å. Istotnie, w tej najdalszej dopiero niedawno wykrytej części widma nadfiołkowego, znanej obecnie do 136 A (rozdz. III, § 1), znaleziono dużą liczbę prążków widmowych helu.

Serja Balmera ($i = 2$), rozdz. III, § 4, równ. (5), powstaje przy spadaniu elektronów na *drugą orbitę* z trzeciej, czwartej, piątej i t. d. Czerwony prążek czołowy tej serji (alfa) emitowany jest, gdy elektron spadnie z trzeciej na drugą, zielony (beta) — z czwartej na drugą, błękitny (gamma) — z piątej na drugą i t. d. *Trzecią i czwartą serję wodoru*, podczerwoną, rozdz. III, § 4 równ. (8) i (9), otrzymujemy, gdy elektron spadnie na *trzecią* względnie na czwartą *orbitę* z czwartej, piątej i t. d. Okażemy obecnie, w jak prosty i elegancki sposób tłumaczy teorja Bohra jeszcze jeden szczegół, który stwierdzić można w widmie wodoru oraz w innych widmach prążkowych gazów i par. Znajdujemy się w nich prócz prążków również odcinki widma *ciągłego*, których nawet przy użyciu dowolnie wielkiego rozszczepienia nie można rozłożyć na poszczególne prążki; nie mogą więc one być częścią widm pasmowych, o których była

mowa w rozdz. III, § 5 i do których zresztą jeszcze wrócimy. Odcinek widma ciągłego rozpoczyna się przy granicy serji prążków, i ciągnie się w kierunku rosnących częstości (wprawo). Tego rodzaju widmo ciągłe rozpoczyna się np. przy zakończeniu serji B a l m e r a, t. j. przy długości fali 3647,0 Å; ciągnie się ono mniej więcej, jak wspominaliśmy w rozdz. III, § 4, do 2000 Å. Pochodzenie tego widma ciągłego tłumaczy się w sposób następujący. Częstość ν promieniowania emitowanego wyznacza, zgodnie z trzecim postulatem B o h r a, równ. (11), które tu raz jeszcze podajemy:

$$\nu = \frac{J_k - J_i}{h}, \tag{27}$$

J_k i J_i są wartościami energji atomu przed i po spadku elektronu. Granica serji odpowiada przypadkowi k bardzo wielkiego, gdy elektron był podniesiony na orbitę daleką, po której biegnie stosunkowo powoli, tak że można zaniedbać jego energję kinetyczną. Oznaczmy poprostu przez J największą wartość wielkości J_k, odpowiadająca granicy serji widmowej; częstość ν promieniowania emitowanego wynosi:

$$\nu = \frac{J - J_i}{h}, \tag{28}$$

Może się jednak zdarzyć, że oddziaływanie, któremu atom ulega, jest tak znaczne, iż elektron zostaje wyrzucony z atomu, ten ostatni więc podlega jonizacji. W tym wypadku ten sam elektron lub raczej dowolny inny *elektron swobodny może z zewnątrz* wpaść na i-tą dozwoloną orbitę. Energja początkowa całego układu, składającego się ze zjonizowanego atomu i elektronu zewnętrznego, będzie w tym wypadku większą od J o wartość energji kinetycznej tego elektronu, którą oznaczymy przez J_o. Zamiast J możemy teraz pisać $J + J_o$. Oczywiście ν ulegnie przytem zwiększeniu, t. j. *otrzymamy promieniowanie, leżące poza granicą serji.* Lecz wartość J_o nie podlega żadnym warunkom ograniczającym, nie posiada ona wartości dozwolonych lub niedozwolonych. To też powstać mogą *wszelkie możliwe* wartości ν, począwszy od tej, którą wyznacza równ. (28), a to właśnie oznacza, że mogą powstać *wszelkie możliwe* promieniowania, leżące dalej w stronę fal krótkich od granicy serji. Promieniowania te będą właśnie stanowiły owo widmo ciągłe, które faktycznie obserwujemy.

§ 8. Satelity. Kwantowanie. Wyrazy widmowe.

Pozostaje jeszcze do rozpatrzenia jedna z wielkich zdobyczy teorji B o h r a, którą nauka zawdzięcza uczonemu monachijskiemu A. S o m m e r f e l d'owi (1916). Chodzi mianowicie o wytłumaczenie zjawiska *satelitów*[1]) *prążków widmowych.* Przypomnijmy przedewszystkiem istotę zjawiska. W 1892 r. zauważono mianowicie po raz pierwszy, że bardzo wiele prążków widmowych różnych pierwiastków ma *budowę złożoną.* Przy bardzo silnem rozszczepieniu można wykryć, że nie stanowią one prążków pojedyńczych, lecz składają się z paru prążków, położonych nadzwyczaj blisko siebie. W większości wypadków okazuje się, że jeden z tych prążków (główny) jest najjaśniejszy, pozostałe zaś są niezwykle cienkie i świecą słabiej. Te właśnie prążki noszą nazwę satelitów prążka głównego. Są jednak i takie wypadki, że prążek składa się z pewnej liczby składowych, wśród których kilka ma blask jednakowy, a i między pozostałemi są takie, których blask jest niewiele słabszy. W tym przypadku nie możemy odróżnić prążka głównego i jego satelitów, lecz mówimy o *„subtelnej budowie"* prążka. Do 1916 r. ta złożona budowa prążków była kompletną zagadką. S o m m e r f e l d po raz pierwszy uogólnił teorję B o h r a, która, jak widzieliśmy, rozpatrywała tylko *kołowe* orbity elektronów, gdy tymczasem ruch ich odbywać się musi analogicznie do ruchu planet dokoła słońca, t. j. po torach eliptycznych, przyczem w jednym z ognisk elips znajduje się jądro atomu. Rachunki S o m m e r f e l d a okazały się, rzecz jasna, o wiele bardziej skomplikowane od rachunków B o h r a, których sens ogólny byliśmy w stanie wyłożyć w sposób elementarny. Będziemy teraz zmuszeni ograniczyć się jedynie do wyszczególnienia wyników badań S o m m e r f e l d a.

Okazało się więc przedewszystkiem, że *liczba orbit dozwolonych, po których mogą krążyć elektrony, jest o wiele większa,* niż to wynikało z obliczeń B o h r a. *Każda dozwolona orbita kołowa B o h r a zostaje zastąpiona grupą orbit dozwolonych,* z których jedna jest kołową, wszystkie inne — eliptyczne. Liczba orbit w każdej grupie wynika z rozważań następujących. *Pierwsza* orbita kołowa B o h r a pozostaje bez zmiany jedyną dozwoloną. Zamiast drugiej mamy dwie orbity, z których jedna jest kołową, druga zaś eliptyczną. *Trzecią* zastępują trzy orbity, jedna kołowa i dwie eliptyczne. *Czwartą* — cztery: jedna kołowa i trzy eliptyczne i t. d. Ogólnie powiemy, że zamiast i-tej dozwolonej orbity B o h r a otrzymujemy i orbit dozwolonych, z których jedna jest kołowa, pozostałe zaś eliptyczne. Pozatem mamy zasadę następującą:

---

1) Nazywają je też prążkami *towarzyszącemi.* (Przyp. tłum.)

wszystkie orbity tej samej grupy posiadają jednakową półoś większą, (która dla orbity kołowej staje się oczywiście promieniem). Orbity eliptyczne tej samej grupy różnią się swym mimośrodem, co przy jednakowej większej półosi sprowadza się do tego, że ich mniejsze osie są nierówne. Sommerfeld obliczył energję atomu w zależności od toru, na którym elektron się znajduje, i otrzymał następujący bardzo doniosły wynik: *wszystkie orbity tej samej grupy mają tę samą energję.* Innemi słowy: wszystkie orbity tej samej grupy odpowiadają temu samemu poziomowi energetycznemu. Oznaczmy przez J_i energję atomu, gdy elektron krąży po dowolnej z pośród i orbit i-tej grupy; analogiczną wielkość dla k-tej grupy oznaczmy przez J_k, zakładając, jak przedtem, że k jest większe od i.

Przypuśćmy obecnie, że elektron spada z *dowolnej* orbity k-tej grupy *na dowolną* orbitę i-tej. Zgodnie z trzecim postulatem Bohra, otrzymamy emisję o częstości określonej przez równ. (27). Wszelkie możliwe przejścia elektronu z orbit k-tej grupy na orbity i-tej grupy dają więc promieniowanie o tej samej częstości, t. j. prążki w tem samem miejscu widma, w którem znajduje się prążek, powstający przy przejściu z k-tej *kołowej* orbity na i-tą. Wydawałoby się więc napozór, że badania Sommerfelda nie dały nic nowego. Nie jest to jednak wszystko. Uczony ten wprowadza jeszcze pewną istotną poprawkę. W rozdz. I, § 5 mówiliśmy, że *masa ciała zależy od prędkości jego ruchu,* że rośnie ona wraz ze wzrostem prędkości, lecz że zmiany masy są znaczniejsze dopiero dla prędkości niezbyt małych w stosunku do prędkości światła; podaliśmy również związek (16), wyrażający zależność masy od jej prędkości v. W rachunkach, których wyniki przytoczono wyżej, Sommerfeld przyjmował masę elektronu za stałą, t. j. jednakową przez cały czas ruchu i na wszystkich orbitach. Prędkość elektronu nie jest jednak znikomo małą w stosunku do prędkości światła; zmienia się ona w ciągu ruchu elektronu po orbicie eliptycznej, osiągając wartość największą, gdy elektron znajduje się najbliżej jądra (perihelium) i najmniejszą, gdy jest on najdalej od jądra (aphelium). Prócz tego, na różnych orbitach i w różnych grupach

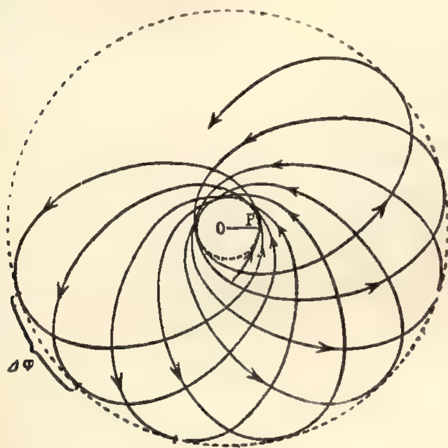


Fig. 3.

prędkość jest różna. Wynika stąd, że *masa elektronu zmienia się w czasie ruchu* i jest niejednakowa w różnych grupach. Ta zmiana masy jest bardzo nieznaczna; S o m m e r f e l d uwzględnił ją jednak, t. j. *wprowadził do swoich rachunków poprawkę na zależność masy elektronów od ich prędkości.* Rachunki te są bardzo skomplikowane, to też ograniczymy się jedynie do podania paru wynikających z nich wniosków.

Okazało się więc przedewszystkiem, że elektron, wskutek zależności jego masy od prędkości, krąży nie po zamkniętej elipsie, lecz *po elipsie obracającej się* wokół ogniska, w którem znajduje się jądro atomowe. Innemi słowy perihelium i aphelium przesuwają się, jeżeli przejść od jednego obrotu na elipsie do następnego. Fig. 3 uwidacznia istotny kształt toru elektronu. W tym samym kierunku, co ruch elektronu po orbicie odbywa się ruch perihelium i aphelium, które przesuwają się — pierwsze wzdłuż wewnętrznego maleńkiego okręgu, drugie zaś — zewnętrznego większego. O wiele ważniejszy jest wynik następujący: *energja J atomu nie jest zupełnie jednakowa dla różnych orbit tej samej grupy.* Stąd wynika, że nie jest zgoła obojętnem, z której orbity *k*-tej grupy elektron spadnie na którąś orbitę *i*-tej *grupy.* Energja wyzwolona przy tych przejściach elektronu będzie niejednakowa, to też częstość emisji zgodnie z trzecim postulatem B o h r a będzie nieco różna. Różne więc dozwolone przejścia elektronu z *k*-tej grupy orbit na *i*-tą grupę dają z tego powodu *prążki widmowe niezupełnie się pokrywające.* Natężenie poszczególnych prążków zależy od stopnia prawdopodobieństwa odpowiednich przejść elektronu. W ostatecznym wyniku mamy więc zamiast jednego prążka — grupę prążków bardzo bliskich. *W ten sposób wyjaśnione zostało pochodzenie satelitów prążków widmowych.* Na podstawie swych wzorów S o m m e r f e l d obliczył liczbę i rozkład części składowych subtelnej budowy prążków wodoru i zjonizowanego helu. P a s c h e n, jeden z największych współczesnych specjalistów w spektroskopji (1916 r. w Tübingen, obecnie w Berlinie) wykonał bardzo staranne badania satelitów prążków zjonizowanego helu i znalazł zupełną zgodność z wynikami rachunków S o m m e r f e l d a. Jak trudne są tego rodzaju badania, widać stąd, że krańcowe satelity jednego z prążków są w odległości 0,8 *Å*, od siebie, gdy tymczasem odległość dwu prążków żółtej dwójki sodu wynosi 6 *Å*.

Zebraliśmy dotychczas materjał wystarczający, aby poznać dwa nowe pojęcia będące obecnie stale w użyciu. Różnią się one zasadniczo: jedno z nich, *kwantowanie,* jest szczególnego rodzaju działaniem matematycznem, drugie natomiast, *wyrazy widmowe,* — to nazwa pewnej wielkości, którą spotykaliśmy już niejednokrotnie.

Kwantowanie. W rozdz. III, § 3 spotkaliśmy po raz pierwszy pogląd,

że energja układu nie może mieć wartości dowolnych, lecz tylko pewne określone niezależne od siebie wartości J_1, J_2, J_3, J_4 i t. d., p. równ. (4,a). Przypadek analogiczny mieliśmy po raz drugi w rozdz. IV, § 2, gdy była mowa o drugim postulacie B o h r a, [równ. (5)]. Okazało się wówczas, że pewna wielkość złożona ($2\pi \, rvm$) może przybierać jedynie ciąg określonych wartości (kh, gdzie k jest liczbą całkowitą), to zaś doprowadziło w § 4 do wniosku, że promienie orbit *kołowych* B o h r a mogą przybierać tylko ciąg oddzielnych określonych wartości; wniosek analogiczny dotyczy również wartości energji atomu jednoelektronowego atomu. Powiedziane wyżej można uogólnić. Mianowicie przy badaniu zjawisk fizycznych, zachodzących w atomach i cząsteczkach, spotykamy stale wielkości, które mogą mieć tylko zupełnie określone wartości „dozwolone", wszystkie inne zaś, zawarte pomiędzy niemi, są niemożliwe. *Wyznaczenie wartości liczbowych pewnej wielkości atomowej nazywa się jej kwantowaniem.* Polega ono na pewnych działaniach matematycznych, lub, jak się czasem mówi, pewnych receptach, których jednak tu rozpatrywać nie możemy, a tylko wyjaśnimy rzecz na przykładzie. W teorji B o h r a występuje często promień orbity kołowej elektronu. *Kwantowanie tego promienia* prowadzi właśnie do wzoru (5) § 2 niniejszego rozdziału, która wyraża pierwszy postulat B o h r a. Liczby k, określające ciąg możliwych wartości kwantowanego promienia, noszą nazwę *liczb kwantowych.* Mogą to być liczby całkowite 1, 2, 3, 4 i t. d., jak w danym wypadku, lub liczby całkowite z połówkami, t. j. ½, 1½, 2½ i t. d. Przechodząc od orbit kołowych do eliptycznych S o m m e r f e l d (1916) po raz pierwszy napotkał zagadnienie, wymagające *dwu kwantowań.* Chodzi o to, że okrąg wyznacza w zupełności *jedna* wielkość, mianowicie promień, przy danem położeniu środka tego okręgu (jądra atomowego); elipsę natomiast wyznaczają *dwie* wielkości, np. duża i mała półoś lub duża półoś i mimośród. Każda dozwolona orbita eliptyczna musi czynić zadość dwu warunkom kwantowym, dającym możliwe wielkości sprzężone, np. dużą półoś i mimośród. W tym przypadku każdą orbitę dozwoloną wyznaczają dwie liczby kwantowe.

Rozpatrzmy jeszcze jeden przykład kwantowania. Wyobraźmy sobie, że na atom *działa siła zewnętrzna,* np. elektryczna lub magnetyczna, mająca określony kierunek. Przeprowadźmy przez jądro atomu prostą równoległą do tego kierunku i nazwijmy ją osią. Można w tym wypadku zapytać, czy *płaszczyzna orbity* elektronu może tworzyć dowolny kąt z tą osią. Okazuje się, że tak nie jest, lecz że kąt ten, t. j. nachylenie orbity do danej osi, musi czynić zadość pewnym *warunkom kwantowym.* Mamy tu *kwantowanie w przestrzeni,* które wykonywamy również zgod-

nie z wspomnianą receptą. W tym wypadku mamy już trzy warunki kwantowe, a dopuszczalną orbitę charakteryzują trzy liczby, wyznaczające np. dużą półoś i mimośród orbity oraz nachylenie jej płaszczyzny do osi.

Wyrazy widmowe. Jest to jedno z najdonioślejszych pojęć fizyki współczesnej; wyrazy widmowe wyznaczają częstość drgań ν prążków widmowych. W rozdz. IV, § 4 spotkaliśmy po raz pierwszy równ. (5), wyrażające częstość drgań prążków serji B a l m e r a dla wodoru. R jest stałą R y d b e r g a, której wartość liczbową znajdujemy tamże; $k = 3, 4, 5$, i t. d. Równania (6), (7), (8) i (9) dają następnie częstości drgań innych seryj wodoru, równanie (10) zaś — ogólną postać seryj widma prążkowego wodoru. Widzimy więc, że częstości wyrażają się jako *różnice dwu liczb, noszących też nazwę wyrazów widmowych.* Jeżeli związek (10) przepisać w postaci

$$\nu = A_1 - A_2, \tag{29}$$

wówczas A_1 i A_2 są wyrazami widmowemi widma wodoru. Widzimy, że *oba wyrazy widmowe są zbudowane zupełnie identycznie,* różnią się tylko wskaźnikami i i k, przyczem dla *danej serji* i jest stała dla wszystkich prążków, k zaś przyjmuje kolejne wartości $i+1$, $i+2$, $i+3$, i t. d. Dla zjonizowanego helu mamy te same wyrazy widmowe, z tą tylko różnicą, że spółczynnik R jest 4-krotnie większy. Mówiliśmy w § 1 niniejszego rozdziału, że teorja B o h r a prowadzi w zastosowaniu do atomów jednoelektronowych do ogólnego wzoru (24), w którym $K = RZ^2$, p. (25), co dla zjonizowanego helu daje $K = 4R$, jeśli dla wodoru $K = R$. Jeżeli wyraz widmowy oznaczymy ogólnie przez A, to dla wyrazów widmowych *wodoru*

$$A = \frac{R}{n^2}, \tag{30}$$

gdzie n jest liczbą całkowitą, przyczem dla pierwszego wyrazu widmowego (A_1) $n = i$, dla drugiego (A_2) $n = k$. Dla wyrazów widmowych zjonizowanego helu

$$A = \frac{4R}{n^2}. \tag{31}$$

Trzeci postulat B o h r a wykrywa znaczenie fizyczne wyrazu widmowego. Napiszmy mianowicie wyrażające ten postulat równ. (27) w postaci:

$$\nu = \frac{J_i}{h} - \frac{J_k}{h}. \tag{32}$$

Porównywając ze wzorem (29), *otrzymujemy następujące wyrażenie ogólne wyrazu widmowego:*

$$A = \frac{J}{h}. \tag{33}$$

Wyraz widmowy równa się jednej z dopuszczalnych wartości energji atomu, podzielonej przez stałą P l a n c k a, czyli wyraz widmowy reprezentuje niejako jedną z dopuszczalnych wartości energji atomu. Nie dziw więc, że badanie wyrazów widmowych odgrywa pierwszorzędną rolę w fizyce współczesnej. Uwydatniają one szczególnie wyraźnie głęboką łączność pomiędzy budową atomu i widmem prążkowem, na które emisja jego się rozkłada.

§ 9. Atomy wieloelektronowe. Widma pochłaniania.

Rozpatrywaliśmy dotychczas tylko widma atomów *jednoelektronowych.* Przejdziemy obecnie do pierwiastków, *których atomy zawierają więcej elektronów.* W § 4 tego rozdz. była mowa, że teoretyczne wyjaśnienie zagadnienia ruchu więcej, niż jednego elektronu dokoła jądra atomowego jest niemożliwe, lecz że tem nie mniej, wiemy dużo o ugrupowaniu orbit tych elektronów. Poznaliśmy *warstwy elektronów,* których pierwsza budowa była zakończona, gdy warstwa zawierała 8 elektronów; poznaliśmy następnie *podgrupy* i ich oznaczenia symboliczne (tabl. 5) oraz bardzo ważne pojęcie *elektronów wartościowościowych.* W § 5 *rozpatrzyliśmy związek pomiędzy budową atomu a jego miejscem* w tablicy M e n d e l e j e w a, wprowadziliśmy pojęcie *poziomów energetycznych* i wskazaliśmy, że każdej podgrupie odpowiada określony poziom. W rozdz. III, §§ 3 i 5 podaliśmy ogólne wiadomości o *serjach prążków widmowych,* pojedyńczych, dwójkowych, trójkowych i wieloprążkowych jak również o *różnych widmach tego samego pierwiastka,* oznaczanych zwvkle symbolem chemicznym pierwiastka z dodaniem cyfry rzymskiej I, II, III i t. d. Podaliśmy tam również *zasadę przesunięć* S o m m e r f e l d a i K o s s e l'a (1919) oraz wprowadziliśmy nazwy widma łukowego (I) i widma iskrowego (II, III i t. d.).

Rozpatrując atomy jednoelektronowe, zdołaliśmy wytłumaczyć serje widmowe przejściem elektronu z jednych orbit dozwolonych (zgodnych

z pierwszym postulatem) na inne, niżej leżące. Obecnie powstaje zagadnienie inne, bez porównania obszerniejsze i bardziej skomplikowane: *wskazać mianowicie związek pomiędzy widmami prążkowemi atomów wieloelektronowych a budową tych ostatnch.* Praca nad tem zagadnieniem doprowadziła do powstania obszernego działu nauki, której wykład opracowany przez Sommerfelda zajął w 4-em wydaniu jego dzieła „Budowa atomu i prążki widmowe" (1924) 862 strony; (zawiera ono zresztą jeszcze prócz tego widma pasmowe i promienie röntgenowskie). Musimy ograniczyć się tu jedynie do niewielu uwag ogólnikowych. W chwili obecnej udało się rozwikłać dużą liczbę bardzo skomplikowanych widm, t. j. uszeregować ich prążki na serje, przyczem dla każdej serji częstości drgań wyraża określony *wzór seryjny.* Zaznaczmy, że naprzykład w widmie neonu znaleziono 32 serje prążków. Każdy wzór seryjny pierwiastka wieloelektronowego może być przedstawiony symbolicznie w sposób podobny, jak we wzorze (29) wzór seryjny atomu jedno-elektronowego. Możemy obecnie napisać:

$$\nu = A_1 - A_2$$

t. j. *częstość drgań wyraża się różnicą dwu wyrazów widmowych.* Wyrazy te są jednak bardziej skomplikowane, niż (30) i (31). Względnie prosty przykład wyrazu ma postać:

$$A = \frac{R}{(n+a)^2}, \qquad (35)$$

gdzie n jest liczbą całkowitą, a — dodatkowym *ułamkiem,* który w wyrazach A_1 i A_2 ma niejednakowe wartości liczbowe. Oto wszystko, co możemy tu powiedzieć o serjach widmowych. Widzieliśmy, że w atomach jednoelektronowych emisja odbywa się zgodnie z trzecim postulatem, ob. (27), gdy elektron przechodzi z jednej orbity możliwej na drugą. *W atomach wieloelektronowych elektrony wartościowościowe mogą przy wzbudzaniu atomu przechodzić ze swych orbit normalnych* na szereg wyższych orbit możliwych. Każdej z tych orbit odpowiada określona wartość energji atomu J; każdemu przejściu jednego z walencyjnych elektronów z pewnej możliwej orbity na inną niższą, towarzyszy, zgodnie z trzecim postulatem Bohra, emisja jednego kwantu energji promieniowania. *W ten sposób i tu równości (32) i (33) pozostają słuszne, t. j. wyraz widmowy równa się jednej z możliwych wartości energji atomu podzielonej przez stałą Plancka h.* Komplikacje występują po pierwsze ze względu na to, że elektronów wędrujących może być więcej niż jeden, mianowicie tyle,

ile jest elektronów walencyjnych; po drugie zaś, że energja atomu zależy nietylko od jądra i elektronu przeskakującego, lecz i od liczby oraz rozmieszczenia wszystkich pozostałych elektronów, zarówno walencyjnych jak i przedewszystkiem zawartych we wszystkich niższych *warstwach* elektronowych. I w tym wypadku otrzymujemy serję przy przejściu elektronu na pewną określoną orbitę ze wszystkich wyżej leżących. Oznacza to, że w A_1, p. (34), liczba n ma wartość określoną i, a w A_2 n przyjmuje kolejno wartości $n = i + 1, i + 2, i + 3$. Gdy $i = 1$ mamy *serję główną*, p. rozdz. III § 4 i rozdz. IV § 7.

Obecnie łatwo nam wytłumaczyć powstanie widm I, II, III i t. d tego samego pierwiastka. Jeżeli atom jest wzbudzony niezbyt silnie, znajdując się np. pod *wpływem wyładowania łuku Volty,* wówczas *jeden* z elektronów zewnętrznych przechodzi ze swej orbity normalnej na jakąś wyższą, gdy tymczasem wszystkie pozostałe elektrony wartościowościowe pozostają na swych normalnych orbitach. Przy spadaniu wędrującego elektronu otrzymujemy właśnie prążki widmowe normalnego widma łukowego (I). Przy *wyładowaniu iskrowem* atom podlega silniejszym oddziaływaniom. Jeden z elektronów walencyjnych zostaje wyrzucony poza obręb atomu, który ulega *jonizacji,* inny zaś elektron zewnętrzny odgrywa rolę elektronu przeskakującego. Spadek tego elektronu daje pierwsze widmo iskrowe II. Gdy dwa elektrony walencyjne zostają oderwane od atomu, t. j. gdy miała miejsce *podwójna jonizacja,* wówczas trzeci elektron daje drugie widmo iskrowe III. Jeszcze silniejsze oddziaływanie wywołuje potrójną jonizację atomu, przeskoki zaś czwartego elektronu powodują powstanie trzeciego widma iskrowego IV i t. d. Łatwo obecnie zrozumieć *prawo przesunięć* wykryte przez Sommerfelda i Kossela, rozdz. III § 5. Istotnie przy przejściu w szeregu widm I, II, III IV i t. d. od jednego z nich do następnego liczba elektronów wartościowościowych maleje o jedność, co odpowiada przesunięciu pierwiastka o jedno miejsce wlewo w szeregu kolumn tablicy Mendelejewa.

Gdy wędruje elektron atomu *jednoelektronowego,* wówczas znajduje się on tylko pod wpływem jądra atomu; widzieliśmy, że w tym wypadku postulaty Bohra oraz zastosowanie praw mechaniki elementarnej prowadzą do tej samej postaci (30) wyrazu widmowego, jaki ustalono empirycznie (rozdz. III § 4). Jednak w przypadku atomu wieloelektronowego wędrujący elektron jest pod wpływem zarówno jądra atomu jak i całej pozostałej „chmury" elektronów otaczających jądro. Sommerfeld wyprowadził *teoretycznie* w pierwszem przybliżeniu wyraz widmowy tej postaci (35), która została znaleziona emiprycznie, przy dokładniejszym zaś rachunku znalazł również wyraz widmowy bardziej skomplikowany, do którego dochodzimy przy badaniu niektórych widm.

D. S. Rożdiestwienskij i Sommerfeld niezależnie jeden od drugiego wykryli i wytłumaczyli ciekawy fakt następujący. W wielu widmach spotykamy grupy prążków, których częstości można obliczyć z wyrazów postaci (30); mówimy w tym wypadku o *wodorowych częściach widma.* Nie zatrzymujemy się na omówieniu warunków doświadczalnych, podamy tylko fizyczne przyczyny ich powstawania. Wyobraźmy sobie, że jeden z walencyjnych elektronów został przeniesiony na dalszą orbitę. W tym wypadku jądro i chmura otaczających je elektronów znajdują się daleko od tej orbity i wspólne ich działanie będzie w przybliżeniu takie, jakgdyby jądro i chmura elektronów były skupione w jednym punkcie. Jeżeli liczba porządkowa pierwiastka jest Z, to jądro działa jak Z protonów, chmura zaś jak $Z - 1$ elektronów, a wszystko razem oczywiście jak *jeden proton.* Jasną jest rzeczą, że elektron na orbicie dalekiej znajduje się pod wpływem tych samych sił, co i wędrujący elektron atomu jednoelektronowego, np. atomu wodoru. Jeśli odległy ten elektron będzie spadać na orbitę również dostatecznie oddalone od jądra, to analogja z wodorem będzie zupełna. Promieniowanie otrzymane zaś, będzie się bardzo mało różnić od emisji wodoru przy spadaniu jego elektronu pomiędzy analogicznemi orbitami oddalonemi, co właśnie oznacza, że wyrazy widmowe będą miały postać (30).

Ciekawym jest jeszcze przypadek następujący. W atomie wapnia mamy dwa elektrony wartościowościowe. Okazuje się, że wapń może dawać *dwa rozmaite widma* łukowe (I), t. j. powstające *bez uprzedniej jonizacji atomu,* dającej widmo iskrowe (II). Tłumaczy się to w następujący sposób. Jedno z widm powstaje, gdy tylko jeden z elektronów zewnętrznych wędruje, drugi zaś pozostaje na swej normalnej orbicie. Może się jednak zdarzyć, że jeden z elektronów zewnętrznych został podniesiony na odległą orbitę i przez pewien czas na niej pozostaje, a w ciągu tego czasu następuje nowe wzbudzenie atomu, które podnosi na pewną wysokość drugi walencyjny elektron. Różne możliwe przejścia tego elektronu wywołują właśnie drugie widmo łukowe wapnia. Wyrazy dwóch tych widm muszą różnić się między sobą, ponieważ zmienione rozmieszczenie części składowych atomu powoduje zmianę jego energji wewnętrznej, a zatem również i zmianę wartości wyrazów, p. (33), od których zależy częstość drgań prążków widmowych.

Zakładaliśmy dotychczas, że emisja powstaje dzięki przeskokom wędrującego elektronu *walencyjnego.* Są jednak wypadki, gdy niema elektronów *walencyjnych* i atom jest chemicznie mało czynny lub wogóle nieczynny. Należą tu gazy szlachetne w ich stanie normalnym, zjonizowane metale alkaliczne, podwójnie zjonizowane metale ziem alkalicznych i t. d. W tym

wypadku pierwsza budowa zewnętrznej warstwy elektronów jest zakończona; zawiera ona 8 elektronów, które nie mogą być głównym czynnikiem *przy reakcjach* chemicznych (p. rozdz. X). Jednakże przy dostatecznie silnem oddziaływaniu zewnętrznem elektrony mogą ulegać wzbudzeniu, przyczem 8 elektronów warstwy zewnętrznej odgrywa rolę elektronów wartościowościowych. Jeden z nich może być podniesiony ze swej orbity normalnej na wyższą orbitę możliwą i powoduje powstawanie promieniowania przy swych przejściach na orbity niższe. Nie jest już przytem obojętnem, który z pośród ośmiu elektronów został podniesiony, choćby dlatego, że w warstwie zewnętrznej mamy kilka poziomów energetycznych (§ 5). Prócz tego atom może ulec jonizacji. Oczywiście, istnieje tu duża liczba różnych ewentualności i nie dziw, że np. w widmie neonu spotykamy 32 różne serje prążków widmowych.

W ścisłym związku z powyższym jest zagadnienie *widm pochłaniania gazów i par* (rozdz. III § 5), które otrzymujemy, gdy światło „białe" przechodzi przez substancję i po przejściu rozkłada się na widmo. Pochłanianie jest zjawiskiem odwrotnem do emisji t. j. powstania jednego kwantu energji promienistej przy spadaniu elektronu z jednej orbity na drugą, przyczem atom traci ilość energji $J_2 - J_1$. Przy pochłanianiu jeden kwant *odpowiedniej wielkości* z pośród strumienia różnych promieniowań przychodzących z zewnątrz *zużywa się na pracę przejścia elektronu* z pewnej orbity na wyższą, przyczem energja atomu zwiększa się o wartość $J_2 - J_1$, równą kwantowi pochłoniętemu. Wyobraźmy sobie obecnie, że gaz znajduje się w *stanie normalnym*, atomy jego nie są więc wzbudzone. W tym wypadku elektrony wartościowościowe lub odgrywające ich rolę elektrony warstwy zewnętrznej są w ruchu wzdłuż swych normalnych orbit, t. j. pierwszych z pośród dopuszczalnych; jasną jest rzeczą, że przybywające kwanty wywołać mogą tylko podniesienie elektronu z normalnej (pierwszej) orbity na jedną z wyższych. Stąd wynika, że *widmo pochłaniania gazu w stanie normalnym może zgadzać się tylko z tem widmem emisji, które występuje przy spadaniu elektronu na orbitę normalną;* innemi słowy, w widmie pochłaniania otrzymujemy tylko tę serję widmową, która w widmie emisyjnem powstaje przy spadaniu elektronu na pierwszą orbitę. Przejście elektronu z drugiej, trzeciej, czwartej i t. d. orbity na wyższe nie może się odbyć, ponieważ w drugiej, trzeciej i t. d. orbitach niema elektronów, gdy substancja znajduje się w stanie normalnym, t. j. niewzbudzonym. Inaczej sprawa się przedstawia, gdy atomy są już wzbudzone; wówczas odpowiednie kwanty mogą podnieść elektron jeszcze wyżej, co właśnie wywoła powstanie prążka absorbcyjnego, który koincyduje z jednym z prąków emisyjnych innych seryj widmowych. W ten spo-

sób badania widm pochłaniania niewzbudzonych jednoatomowych gazów i par pozwala wyznaczyć orbitę normalną elektronu wędrującego. Tłumaczy to czysto ilościowe sformułowanie prawa K i r c h h o f f a, które głosi, że wszelkiemu prążkowi widma pochłaniania gazu odpowiada prążek tej samej długości fali w widmie emisyjnem, jeśli oczywiście oba widma są obserwowane dla tego samego stanu gazu. Obecnie staje się zrozumiałe, że np. serja B a l m e r a widma wodoru nie występuje w absorbcji przy przejściu światła białego przez wodór, (który jest zupełnie przezroczysty dla wszystkich promieni widzialnych); widzieliśmy bowiem, że serję tę wywołują przeskoki elektronu na *drugą orbitę*, na której w wodorze normalnym niema elektronów. Ważniejsza jest jednak ta okoliczność, że normalny wodór składa się z cząsteczek dwuatomowych, dających widma wielolinjowe, serję B a l m e r a zaś emitują atomy wodoru. Mamy tu więc do czynienia z dwoma zupełnie różnemi stanami substancji, to też lepszy jest przykład *helu*, który w stanie normalnym jest zupełnie przezroczysty dla promieni widzialnych i niezbyt dalekich nadfiołkowych. Tłumaczy się to tem, że serja widmowa helu, odpowiadająca przejściu elektronu na jego pierwszą orbitę, znajduje się, jak widzieliśmy, w bardzo odległej części widma nadfiołkowego.

§ 10. Powstawanie widm pasmowych.

Rozpatrywaliśmy dotychczas tylko widma *prążkowe* i ich powstawanie, opierając się na teorji B o h r a o budowie atomu. Rzeczą istotną są tu trzy postulaty B o h r a, z których pierwszy sprowadza się do tego, że *orbity elektronu muszą ulec kwantowaniu*, że więc możliwe są tylko te orbity, które spełniają określone *warunki kwantowe*.

Przejdziemy teraz do *widm pasmowych*, o których wspominaliśmy krótko w rozdz. III, koniec § 4 i następnie bardziej szczegółowo w § 5 tegoż rozdziału. Obecnie musimy wytłumaczyć powstawanie tych widm w założeniu, że znana jest budowa cząsteczek, które, jak widzieliśmy, są źródłem widm pasmowych. W bardzo wielu wypadkach obserwujemy pasma nie w widmach emisyjnych, lecz w *widmach pochłaniania;* głowice ich stanowią najbardziej *ciemne* miejsce pasma. Budowa pasma w obu wypadkach jest jednakowa i to samo dotyczy procesów ich powstawania, które oczywiście należy brać w kierunkach przeciwnych.

Współczesna teorja powstawania widm pasmowych powstała w 1912 roku, gdy została opublikowana praca uczonego szwedzkiego N. B j e r r u m'a. Fakt, że mamy do czynienia z *cząsteczkami*, określa natychmiast

charakter teorji widm pasmowych. Przypomnijmy sobie, że *nie znamy dokładnie budowy ani jednej cząsteczki*, nawet najprostszej z pośród wszystkich, — cząsteczki wodoru. Nie dziw przeto, że w teorji widm pasmowych w większym jeszcze stopniu stosujemy odgadywanie, niż w teorji widm prążkowych. Mamy na szczęście ideę kierującą w trzecim postulacie Bohra, zgodnie z którym energja promienista powstaje jako równowartość energji, znikającej w źródle emitującem przy pewnej zmianie jego układu, t. j. rozmieszczenia części składowych źródła lub ruchów, które te części wykonywają. Pomimo to zbudowana dotychczas teorja odnosi się prawie wyłącznie tylko do najprostszego przypadku *cząsteczki dwuatomowej*. Jeśli cząsteczki dwuatomowe ulegają dysocjacji (rozpadowi), — np. przy podwyższeniu temperatury (pary jodu), wówczas widmo pasmowe stopniowo znika, a równocześnie pojawia się emitowane przez atomy widmo prążkowe.

Zasadnicza myśl teorji widm pasmowych jest następująca. *Dla każdej cząsteczki jako całości możliwe są prócz ruchu postępowego jeszcze trzy rodzaje ruchów, z których każdy musi ulec kwantowaniu* To znaczy, że wspomniane trzy ruchy nie mogą być zupełnie dowolne, lecz muszą czynić zadość ściśle określonym, nieciągłym warunkom kwantowym. Nie mieliśmy możności wyjaśnić ogólnej metody kwantowania, przypomnijmy więc tylko, że w tym celu stosujemy pewne reguły matematyczne. Trzy ruchy, które należy brać pod uwagę, są następujące:

I. *Ruch obrotowy* całej cząsteczki dokoła osi, przechodzącej przez jej środek ciężkości. W wypadku cząsteczki *dwuatomowej* odpada obrót dokoła prostej, łączącej dwa atomy (dokoła osi głównej), ponieważ energja tego obrotu jest niezmiernie mała. Pozostaje obrót dokoła prostej prostopadłej do głównej osi i przechodzącej przez środek ciężkości cząsteczki. Dla cząsteczki, zawierającej trzy lub więcej atomów, możliwe są zgodnie z zasadami mechaniki obroty dokoła trzech różnych osi. Energja ruchu obrotowego cząsteczek stanowi część składową *energji cieplnej ciała*, i z tego powodu odgrywa dużą rolę we współczesnej teorji ciepła właściwego gazów. Tak więc to ostatnie zagadnienie jest związane z tem, które obecnie rozpatrujemy. Prace teoretyczne, dotyczące tych dwu zagadnień, częściowo się przeplatają. Mamy tu ciekawy przykład głębokich zależności pomiędzy pozornie tak bardzo różniącemi się grupami zjawisk, zależności, które coraz częściej wykrywa fizyka współczesna. Zdawałoby się, że *pomiędzy ciepłem właściwem gazów* a *widmami pasmowemi*, które powstają przy emisji lub pochłanianiu energji promienistej nie może być żadnego związku. Jednakże związek taki istnieje i polega on na znaczeniu, jakie kwantowanie ruchu obrotowego cząsteczek posiada dla obu rodzajów zjawisk

II. *Ruch drgający atomów* w cząsteczce względem siebie. W przypadku gazu dwuatomowego drgania te odbywają się w kierunku głównej osi cząsteczki. Należy tu odróżnić przypadek bardzo małej amplitudy drgań, tak że można je uważać za *harmoniczne*, analogiczne do drgań wahadła dla małych amplitud, oraz wypadek dużych amplitud. Ruchy drgające atomów muszą niewątpliwie również spełniać warunki kwantowe.

III. *Ruch elektronów*, znajdujących się nazewnątrz jąder atomowych. Nie wiemy nic o rozkładzie orbit elektronów w cząsteczkach, tembardziej więc o możliwych ruchach tych elektronów. Niewątpliwie jednak ruchy te muszą spełniać pewne warunki kwantowe, którym odpowiada szereg dopuszczalnych ruchów, t. j. rozkładów orbit elektronów. Energja cząsteczki ulega zmianom, gdy elektrony przechodzą od jednego z możliwych ruchów do drugiego.

Całkowita energja J cząsteczki (nie licząc energji jej ruchu postępowego) składa się z trzech części: z energji J_r ruchu obrotowego (rotacyjnego), z energji J_v ruchu drgającego i wreszcie z energji J_e, zależnej od położenia orbit i prędkości elektronów; a więc

$$J = J_r + J_v + J_e \,. \tag{36}$$

Każda z tych części składowych może pod wpływem przyczyn zewnętrznych ulec zwiększeniu w stosunku do swej wielkości normalnej, odpowiadającej niewzbudzonemu stanowi cząsteczki. Może ona przytem przyjmować jedynie określone (pojedyncze) wartości dozwolone. Powrót do wartości normalnej możliwy jest na drodze szeregu przejść (skoków) poprzez pośrednie wartości dozwolone. Każdemu przejściu odpowiada pewne określone zmniejszenie odpowiedniego składnika całkowitej energji cząsteczki J, przyczem następuje emisja kwantu energji promienistej, którego częstość, zgodnie z trzecim postulatem B o h r a, równa się straconej przez cząsteczkę energji, podzielonej przez stałą P l a n c k a. Łatwo zrozumieć, że w najogólniejszym przypadku, gdy ulegają zmianie wszystkie trzy składniki energji cząsteczki, otrzymujemy promieniowanie, którego częstość ν składa się z trzech składników, można więc napisać

$$\nu = \nu_r + \nu_v + \nu_e \,. \tag{37}$$

Jeśli zmienia się tylko prędkość obrotu cząsteczki, t. j. tylko energja J_r, wtedy wszystkie możliwe według warunków kwantowych zmiany wielkości J_r dają szereg wielkości ν_r, tworzących widmo, które nosi nazwę *rotacyjnego*. Jeżeli zmienia się J_r i J_v, wówczas otrzymujemy widmo *rotacyjno-oscylacyjne*. Okazuje się, że ν_v ma wartość stosunkowo nie-

wielką, ν_r zaś jeszcze mniejszą. Dlatego też *widma rotacyjne* ($\nu = \nu_r$) *znajdują się w dalekiej podczerwieni;* spotykane w nich długości fali są rzędu 100 μ (rozdz. III, § 1). Widma *rotacyjno-oscylacyjne* $\nu = \nu_r + \nu_v$) występują w niezbyt odległej podczerwieni, długości fali są tu rzędu 10 μ. Obecność jeszcze wielkości ν_e przesuwa widmo do części widzialnej lub nadfiołkowej.

Co się tyczy zmian wielkości J_e i ν_e niema żadnej dotyczącej ich teorji, co w związku z powiedzianem wyżej nie może nas zadziwić. Przypuszczamy poprostu, że *wielkości te istnieją,* t. j. że elektrony zarówno w cząsteczce jak i każdym atomie mają swoje kwantowane orbity i że przejścia tych elektronów z jednej orbity na drugą dają składnik ν_e częstości drgań.

Mówiliśmy o cząsteczkach dwuatomowych. Gdy *liczba atomów w cząsteczce jest większa od dwóch,* choćby była równa tylko trzem, wówczas całe zagadnienie komplikuje się niesłychanie. Rozumowania ogólne zachowują swą moc, a więc i wyrażenia (36) i (37), lecz głębsza analiza okazuje się o wiele bardziej skomplikowaną, niż w wypadku cząsteczki dwuatomowej. Ruch obrotowy zgodnie z twierdzeniami mechaniki może odbywać się dokoła trzech osi głównych, jeśli tylko atomy nie znajdują się na jednej prostej. Ruch drgający komplikuje się równie, gdyż każda para atomów może drgać na prostej, która je łączy. Przy trzech atomach mamy trzy, przy czterech — sześć, przy pięciu — dziesięć różnych drgań zasadniczych wewnątrz cząsteczki.

Zagadnienie widm pasmowych komplikuje się jeszcze bardziej nawet dla cząsteczek dwuatomowych, a to na podstawie następujących rozumowań. Wyznaczyliśmy szukaną częstość obserwowanego promieniowania cząsteczki przez zwykłe składanie trzech częstości, które się otrzymuje przy zmianie trzech składowych energji cząsteczki. Założyliśmy innemi słowy, że zmiany tych składników energji nie wpływają jedna na drugą. Nie jest to jednak prawdziwe, gdyż *zmiana każdego z trzech ruchów wpływa na pozostałe dwa ruchy.* Trzy różne możliwe skoki, zmieniające stan cząsteczki, t. j. jedną z trzech składowych energji, współdziałają niejako i każdy z nich wpływa na dwa pozostałe. Tak np. zmiana prędkości ruchu obrotowego cząsteczki musi zmieniać odległość pomiędzy jądrami obu atomów, a więc i siłę ich wzajemnego oddziaływania, wskutek czego musi ulec zmianie częstość drgań jąder, gdy drgania nie są harmoniczne. Łatwo zrozumieć, że zmiany w ruchach obrotowym i drgającym wpływać muszą na stan grupy elektronowej i odwrotnie, gdyż ulegają zmianie warunki równowagi wewnątrzcząsteczkowej. Nie zatrzymujemy się nad dalszemi szczegółami i nie podajemy wyników kwantowania ruchów obrotowego

i drgającego. Wystarczy zaznaczyć, że zgodność pomiędzy wynikami teoretycznemi a doświadczeniami, które przytoczyliśmy w rozdz. III § 5, należy uznać za bardzo dobrą, szczególnie, gdy weźmiemy pod uwagę, że teorja nie jest w stanie wszechstronnie objąć bardzo skomplikowanego zjawiska cząsteczki emitującej.

Powiemy jeszcze słów parę o *doświadczalnem badaniu* widm pasmowych gazów i par. Należą tu prace Rubensa i jego uczniów, pomiędzy któremi odznaczyła się Eva v. Bahr (Szwedka, 1913). Szczególnie trudne są badania widm *oscylacyjnych*, znajdujących się w dalekiej podczerwieni. Tego rodzaju widma nie istnieją w gazach, składających się cząsteczek homeopolarnych (rozdz. II, § 1), jak wodór, azot, tlen, chlor. Można je zaobserwować w gazach heteropolarnych, jak tlenek węgla, chloro- i bromowodór, para wodna i t. d. i przytem tylko w postaci *widm pochłaniania*. Rubens i Eva v. Bahr zbadali głównie parę wodną i chlorowodór, przyczem osiągnęli długość fali 132 μ. Nie udało się jednak w tej dalekiej podczerwieni otrzymać rozszczepienia pasm na poszczególne prążki. Rozszczepienia po raz pierwszy osiągnęła Eva v. Bahr dla rotacyjno-oscylacyjnego pasma pochłaniania pary wodnej, leżącego koło długości fali 6,3 μ; wykryto tam do 20 pojedyńczych prążków. Opierając się na wywodach teoretycznych, Eva v. Bahr zdołała stąd obliczyć położenie widma *rotacyjnego* pary wodnej i porównać rezultaty teorji z obserwacjami Rubensa. Zgodność okazała się doskonałą, jak to wynika z następującej tabliczki, zawierającej długość fali pasm rotacyjnego widma pary wodnej:

Rubens obserwował	106	79	66	58	50	μ
E. v. Bahr obliczyła	109	80	66,5	54	49	μ

Teorja widma pasmowych daje możność doświadczalnego wyznaczenia odległości pomiędzy jądrami atomów, wchodzących w skład cząsteczki; odległość tę dogodniej wyrazić w angströmach (Å). Dla tlenku węgla otrzymujemy 1,14 Å, dla chlorowodoru 1,27 Å, dla bromowodoru 1,4 Å, dla fluorowodoru 0,92 Å.

§ 11. Rozwiązanie zagadki nebulium.

Rozpatrzymy obecnie doniosłą pracę Bowen'a (1927), która rozstrzygnęła zagadkę *nebulium*, hypotetycznej substancji, zawartej, jak przypuszczano, w *mgławicach*. Musiał to być pierwiastek, który nie miał jed-

nak swego miejsca w tablicy Mendelejewa. Ów hypotetyczny nebulium był przedmiotem różnorodnych bardziej lub mniej bezpłodnych spekulacyj kosmogonicznych. Przypomnijmy mianowicie, że na firmamencie niebieskim dostrzegamy wielką liczbę t. zw. mgławic, które można podzielić na dwie grupy. Do pierwszej należą mgławice *galaktyczne*, do drugiej *pozagalaktyczne*. Pierwsze są masami kosmicznemi, które należą do naszego układu gwiazdowego, wyznaczonego przez drogę mleczną (po grecku galaktias, stąd galaktyczny). Mgławice drugiej grupy znajdują się bardzo daleko poza drogą mleczną; należą do nich między innemi wszystkie mgławice o kształcie spiralnym. Odległości mgławic spiralnych od nas są olbrzymie; tak np. mgławica w gwiazdozbiorze Andromedy znajduje się w odległości 850.000 lat światła, to znaczy, że promień świetlny, przebywający 300.000 *km/sek*, musi zużyć tę liczbę lat, aby przebyć drogę, która dzieli tę mgławicę od nas; widzimy więc ją obecnie taką, jaką była 850.000 lat temu. Nazwa „mgławic" jest dla tych ciał niebieskich nieścisłą, są one bowiem niewątpliwie skupieniem gwiazd, analogicznemi do tego, który stanowi drogę mleczną.

W dalszym ciągu będziemy mieli do czynienia z mgławicami *galaktycznemi*, które, jak mówiliśmy, wchodzą niewątpliwie w skład drogi mlecznej. Dzielą się one ze swej strony na dwie podgrupy: mgławice *nieregularne* (rozproszone) i *planetarne*. Mgławice nieregularne mają postać całkowicie nieprawidłową; jako prototyp wymienić można znaną wielką mgławicę w gwiazdozbiorze Orjona. Mgławice planetarne mają często kształt kolisty, przypominający widziane przez lunetę planety. Stąd też powstała ich nazwa; jasną jest rzeczą, że nie mają one z planetami nic wspólnego. Mogą one również posiadać kształt eliptyczny, kształt pierścienia lub bardziej jeszcze skomplikowany; prawie zawsze mają one jednak wyraźne brzegi. Wszystkie mgławice galaktyczne są istotnie prawdziwemi mgławicami (nie zbiorami gwiazd) bądź gazowemi, bądź też złożonemi z pyłu kosmicznego o drobinach znacznie większych od atomów lub cząsteczek. Liczba mgławic planetarnych jest niewielka; znamy ich ogółem około 150 (liczba mgławic spiralnych sięga natomiast wielu setek tysięcy).

W pobliżu lub wewnątrz mgławicy galaktycznej znajduje się zawsze *gwiazda*, wyraźnie z nią związana. W mgławicach planetarnych gwiazda ta mieści się dokładnie w ich środku. Jest rzeczą charakterystyczną, że gwiazda centralna należy zawsze do jednego z dwu typów gwiazd o szczególnie *wysokiej temperaturze*, wahającej się pomiędzy 17000^0 C i 30000^0 C, a prawdopodobnie jeszcze wyższej. Badania Hubble'a wykazały niezbicie, że światło, które mgławica emituje, *wywołane* jest przez promienio-

wanie tych właśnie gwiazd gorących, przyczem promieniowanie może być korpuskularnem, t. j. składać się np. z elektronów, lub też bardzo krótkofalowem światłem nadfiołkowem. W każdym razie światło wysyłane przez mgławicę nie może być światłem gwiazdy wzbudzającej, odbitem lub rozproszonem przez cząsteczki mgławicy, w tym bowiem wypadku widma mgławicy i gwiazdy musiałyby być zupełnie identyczne. Okazuje się natomiast, że widmo mgławicy ma zupełnie inny charakter, niż widmo gwiazdy centralnej. Gdy temperatura gwiazdy nie należy do najwyższych, wynosi np. 17000^0 C, wówczas mgławica ma widmo ciągłe z poszczególnemi ciemnemi prążkami absorbcyjnemi; w temperaturze trochę wyższej pojawiają się w widmie łącznie z ciemnemi również pojedyńcze jasne prążki emisyjne, występujące na ogólnem jasnem tle widma ciągłego. Przy jeszcze wyższych temperaturach gwiazdy wzbudzającej, widmo ciągłe mgławicy znika zupełnie i pozostaje tylko szereg jasnych prążków, t. j. *czyste widmo emisyjne*, które też jedynie nas tu interesuje.

Liczne jasne prążki widma emisyjnego mgławic galaktycznych zostały wcześnie utożsamione, t. j. można było wskazać atomy pierwiastków, które je emitują. Należą tu jasne prążki serji B a l m e r a *wodoru*, które w pewnych wypadkach można było stwierdzić jeszcze w dalekim nadfiolecie; czasami występowało nawet widmo ciągłe, rozciągające się poza granicą serji B a l m e r a (rozdz. III, § 4 i rozdz. IV, § 7). Następnie znaleziono prążki zarówno para- jak i ortohelu, (rozdz. VII, § 5). Wreszcie występują tu również słabe prążki widm iskrowych węgla, tlenu i azotu. Jednakże prócz wymienionych znajdujemy zawsze jeszcze szereg innych, poczęści bardzo jasnych prążków, których nie wykryto dotychczas w widmie żadnego z pierwiastków. Należą tu szczególnie *bardzo jasne prążki zielone* o długości fali 5006,84 $\AA$ i 4958,91 $\AA$, oznaczane zazwyczaj symbolami N_1 i N_2. Zalicza się tu również prążek 4363,2 $\AA$, leżący w pobliżu wodorowego prążka H_γ oraz szereg prążków nadfiołkowych. W związku z tem powstał pogląd, że w mgławicach galaktycznych znajduje się nieobecny na ziemi lub jeszcze niewykryty pierwiastek, który otrzymał nazwę *nebulium* (po niemiecku mgławica — Nebel, po francusku mgławicowy — nébuleux, mgławica — nébuleuse, po angielsku mgławicowy — nebulous). W ciągu wielu lat zagadnienie nebulium, t. j. pochodzenia szeregu jasnych prążków w widmie mgławic galaktycznych było jedną z najbardziej zadziwiających zagadek gwiaździstego świata. Na niekorzyść hipotezy o istnieniu nowego pierwiastka, przemawiała, prócz okoliczności, że nebulium nie miał swego miejsca w tablicy M e n d e l e j e w a, jeszcze sprawa następująca. Badanie widm ogromnej liczby gwiazd wykazało, że zawierają one różne pierwiastki mniej więcej w tej sa-

mej proporcji, co Ziemia. Jasny blask prążków nebulium świadczył natomiast, że powinien on znajdować się w mgławicach w stosunkowo *olbrzymich ilościach.* Należałoby się więc spodziewać, że tego rodzaju substancja i na ziemi odgrywa dużą rolę, t. j. nie należy do pierwiastków rzadko spotykanych.

W ostatnich czasach dokonano nowych odkryć, które ogromnie powiększyły liczbę znanych widm prążkowych wysyłanych przez atomy pierwiastków. W rozdz. III, § 5 i rozdz. IV, § 9 widzieliśmy, że każdy pierwiastek dawać może nietylko jedno, lecz cały szereg *zupełnie różnych widm*, które oznaczamy cyframi rzymskiemi I, II, III i t. d. dodanemi do symbolu chemicznego pierwiastka. Widmo I, łukowe, emitowane jest przez atom obojętny, w którym jeden z elektronów wartościowościowych wędruje po swych możliwych orbitach (rozdz. IV, § 2). Widma II, III i t. d., iskrowe, otrzymuje się, gdy atom uległ pojedyńczej, dwukrotnej i t. d. jonizacji t. j. stracił jeden, dwa i t. d. elektronów zewnętrznych. Oczywiście, każdy pierwiastek może posiadać tyle różnych widm, ile elektronów wartościowościowych zawiera jego atom. Stąd widać, że w przypadku ogólnym niema podstawy do twierdzenia, że wszystkie prążki widmowe wszystkich pierwiastków są już nam znane.

Aby zrozumieć rozumowanie B o w e n a, musimy poznać pewien szczegół zagadnienia powstawania widm prążkowych, który został wskazany w §§ 7 i 8 tego rozdz. Widzieliśmy mianowicie, że dla każdego atomu istnieje szereg dopuszczalnych wartości jego energji i że szczegółowe badania wysyłanego przez dany pierwiastek widma prążkowego pozwala wyznaczyć odpowiadające atomowi tego pierwiastka *wyrazy widmowe.* Wyraz widmowy wyraża się zapomocą wzoru (33); jest on równy jednej z możliwych wartości energji atomu, podzielonej przez stałą P l a n c k a (p. § 8). *Częstość drgań* emitowanego przez atom promieniowania równa się zawsze różnicy dwu wyrazów, odpowiadających dwu poziomom energetycznym, pomiędzy któremi zachodzi zmiana stanu atomu, wywołująca emisję. Stąd wynika, *że jeśli wszystkie wyrazy widmowe, ściślej mówiąc wszystkie ich różnice, są dla danego atomu znane, to można obliczyć częstości* ν, *a co zatem idzie długości fali* λ *wszystkich promieniowań, które dany atom teoretycznie może emitować* Mogą tu należeć również promieniowania, które w warunkach doświadczeń laboratoryjnych nie mogły być z jakiegokolwiek powodu obserwowane. Łatwo jednak wskazać miejsce widma, gdzie powinny się ukazać.

Jest rzeczą zdawna znaną, że nie wszystkie przejścia pomiędzy dwoma poziomami energetycznemi dają się istotnie zaobserwować, inaczej mówiąc: nie każda kombinacja dwu wyrazów widmowych odpowiada istot-

nej emisji. Znaleziono dokładną *zasadę wyboru*, która wyznacza możliwe kombinacje wyrazów. Zmiany energji atomu, odpowiadające kombinacjom niemożliwym otrzymały nieudatną nazwę *przejść wzbronionych*. Prążki widmowe, któreby można otrzymywać przy tego rodzaju przejściach, nie są obserwowane, można jednak łatwo obliczyć ich częstość drgań i długość fali. Możliwe są wszakże wypadki, że atom znajduje się w stanie, w którym wszystkie przejścia do stanów o *mniejszej* energji, a więc i do stanu normalnego są wzbronione; taki stan atomu nosi nazwę *metatrwałego*, i atom może się z niego wydostać różnemi drogami. Tak np. może on ulec nowemu wzbudzeniu (rozdz. IV, § 3), t. j. przejściu do wyższego poziomu energetycznego, z którego bezpośrednie lub pośrednie przejście do stanu normalnego nie jest wzbronione. Atom może się również zderzyć z innym atomem, przyczem nastąpi *zderzenie drugiego rodzaju* (rozdz. IV. § 3), przy którem atom ze stanu metatrwałego przejdzie do normalnego *bez emisji;* to samo może nastąpić przy uderzeniu atomu o ściankę naczynia.

Nie należy jednak sądzić, że *bezpośrednie* przejście atomu ze stanu metatrwałego do normalnego z towarzyszącą temu przejściu emisją zgodnie z trzecim postulatem Bohra [rozdz. IV, § 3 równ (11)] jest zupełnie wykluczone. Chodzi mianowicie o to, że gdy atom ulega wzbudzeniu, ma on określony właściwy sobie, przeciętny *czas przebywania* we wspomnianym stanie zwiększonej (w stosunku do stanu normalnego) energji. Czas ten udało się wyznaczyć przynajmniej w sposób przybliżony, różnemi sposobami. Jest on bardzo mały, równy mniej więcej 10^{-8} *sek*, t. j. stomiljonowej części sekundy. Zauważmy, że chwila tak niezmiernie króciutka w znaczeniu potocznem nie jest wcale małą dla zdarzeń w świecie atomowym. Tak np. czas obiegu elektronu dokoła jądra atomu wodoru jest rzędu 10^{-16} *sek*. Badania wykazały, że przeciętny czas przebywania atomu w stanie metatrwałym jest rzędu 10^{-3} lub nawet 10^{-2} *sek*, t. j. tysiączna lub nawet setna część sekundy. Jest to dla świata atomowego całą wiecznością. *Po upływie tego okresu, atom sam przez się wraca ze stanu metatrwałego do normalnego*, przyczem następuje odpowiadająca temu przejściu emisja. W ten sposób przejście „wzbronione" jednak może i powinno się odbyć, jeśli tylko w ciągu przeciętnego okresu przebywania atomu w stanie metatrwałym nie zderzy się on z innym atomem lub ze ścianką naczynia, w którym to wypadku otrzymamy zderzenie drugiego rodzaju bez emisji.

Łatwo sobie obecnie zdać sprawę, czemu przejścia wzbronione, a więc i odpowiadające im prążki nie występują w warunkach badań laboratoryjnych. Składają się na to dwie przyczyny: po pierwsze — małe wymiary naczyń, zawierających badany gaz, wskutek czego atomy łatwo

dosięgają jego ścianek, po drugie zaś zderzenia atomów między sobą zachodzą aż nadto często nawet przy tem krańcowem rozrzedzeniu, które obecnie już jest łatwo osiągalne i przy którem ciśnienie gazu wynosi około miljonowej części milimetra słupa rtęci. W takich okolicznościach wyjątkowo jedynie atom może przetrwać całkowity czas swego przebywania w stanie metatrwałym bez zderzenia.

Bowen wychodził z założenia, że w mgławicach atomy metatrwałe mają bardzo dużo szans zachowania swego stanu w ciągu dostatecznie długiego czasu; może więc w nich nastąpić przejście „wzbronione", a więc mogą powstać prążki, których nie udaje się zaobserwować na ziemi. Pogląd ten okazał się słusznym, Bowen'owi udało się bowiem wskazać atomy bardzo dobrze znanych pierwiastków, które wysyłają owe tajemnicze prążki obserwowane w widmach mgławic galaktycznych. Nebulium nie istnieje i w dalszym ciągu nie będziemy już mówili o prążkach nebulium, lecz „nebulium". W mgławicach odpada oczywiście ewentualność zderzeń ze ściankami naczynia. Decydująca jednak okoliczność polega na tem, *że stopień rozrzedzenia gazu w mgławicy znacznie przewyższa rozrzedzenie, które może być obecnie osiągnięte w naszych laboratorjach.* Obserwacje i obliczenia astronomów wykazały, że stopień rozrzedzenia substancji w mgławicach galaktycznych musi być rzędu 10^{-10} *mm* słupa rtęci, t. j. jest on mniej więcej 10000 razy większy od osiągalnego na ziemi. Przeciętna długość drogi atomu od jednego zderzenia do następnego wynosi około 1140 *km.* zaś odstęp czasu pomiędzy dwoma zderzeniami dosięga 2 minut, t. j. o wiele więcej, aniżeli możliwy czas przebywania atomu w stanie metatrwałym. Późniejsze rachunki Bowena dają jeszcze większe liczby dla przeciętnej długości drogi i czasu pomiędzy dwoma zderzeniami. W każdym razie warunki w mgławicach sprzyjają w dużym stopniu powstaniu prążków wzbronionych, które odpowiadają przejściu atomu ze stanu metatrwałego do normalnego.

Opierając się na powyższych poglądach, Bowen przedewszystkiem postawił pytanie: *Jakie atomy emitują tajemnicze prążki widmowe mgławic?* W widmie tych ostatnich znajdują się prążki wodoru (H), helu (He), wegla (C), azotu (N) i tlenu (O). O zwykłych *obojętnych* atomach tych pierwiastków, t. j. o widmach łukowych H I, He I, C I N I i O I nie mogło być mowy. Bowen zwrócił więc uwagę na widma *iskrowe*, otrzymywane z atomów zjonizowanych, które straciły jeden lub kilka elektronów wartościowościowych i przekonał się ostatecznie, że *zagadkowe prążki przypuszczalnego nebulium są wzbronionemi prążkami widm O II, O III i N II; to znaczy, że emitują je atomy tlenu, które straciły jeden lub dwa elektrony, i atomy azotu, które straciły jeden elektron, w chwili, gdy wymienione ato-*

my po upływie czasu przebywania w stanie metatrwałym wracają z tego stanu do stanu normalnego. Z przytoczonych wyżej rozważań wynika, że właśnie w mgławicach, dzięki krańcowemu rozrzedzeniu mogą powstać prążki wzbronione.

Nie będziemy się zatrzymywali nad szczegółami rozumowań Bowena. Ich ogólny tok jest z poprzedniego widoczny. Widma iskrowe O II, O III, i N II zostały otrzymane i zbadane przez różnych uczonych, przyczem szczególnie doniosłe były prace znakomitego specjalisty w spektroskopji A. Fowler'a. Dla wszystkich trzech atomów, które dają te widma, znaleziono poziomy energetyczne, a więc i wyrazy widmowe. Na zasadzie reguły wyboru można wyznaczyć przejścia wzbronione, a zatem i możliwe metatrwałe stany tych atomów. Znajomość wyrazów pozwoliła wreszcie *obliczyć częstości drgań i długości fali,* które muszą odpowiadać nieobserwowanym na Ziemi przejściom ze stanów metatrwałych do normalnych stanów atomu.

Wykonywając te rachunki, Bowen zauważył natychmiast, że *osiem* intensywnych prążków „nebulium" zgadza się dokładnie co do położenia ze wzbronionemi prążkami widm O II, O III i N II, a między niemi dwie linje zielone N_1 i N_2, które należą do podwójnie zjonizowanego tlenu O III. Uczony ten dowiódł w początkach 1928 r., że cztery jeszcze z pośród słabych prążków mgławic należy do niewzbronionych prążków widma O II, które obserwował Mehul. Co do dwu dalszych prążków, jest on zdania, że należą one do widm N IV i O IV.

Wiadomo, że na firmamencie niebieskim pojawiają się czasami gwiazdy nowe o stopniowo zmniejszającym się blasku, który wkońcu niemal zupełnie zanika. Rozchodzi się od nich we wszystkich kierunkach jasna mgławica, która z olbrzymią prędkością oddala się od gwiazdy centralnej i również powoli zanika. W widmie tych mgławic obserwowano również prążki „nebulium". W 1928 r. pojawił się szereg prac, w których usiłowano określić warunki fizyczne, przedewszystkiem więc gęstość tych mgławic, jak również mgławic galaktycznych, których widma badał Bowen. Prace te nie wniosły nic istotnie nowego.

Wytłumaczenie prążków nebulium, podane przez Bowen'a nasuwa cały szereg nowych zagadnień, oczekujących jeszcze swego rozwiązania. Należy tu przedewszystkiem zagadnienie *mechanizmu wzbudzania* atomów w mgławicach. Źródłem tego wzbudzenia jest oczywiście gwiazda centralna, która, jak widzieliśmy, posiada wyjątkowo wysoką temperaturę 30000^0 i wyżej. Musi więc ona być źródłem intensywnych strumieni energji promienistej o bardzo krótkiej fali, jak również i strumieni elektronów. Jedne i drugie mogą być przyczyną wzbudzenia atomów w mgławicach galaktycznych (p. rozdz. VI, IX i XIV, § 4).

Tak więc *tajemniczy „nebulium" okazał się mieszaniną tlenu i azotu.* W pewnym sensie można powiedzieć, że *„nebulium" okazał się powietrzem.* Został on zdemaskowany.

Rozwiązanie zagadki nebulium daje nam prawo spodziewać się, że w krótkim czasie rozwiążemy również inne pokrewne zagadnienia astronomiczne. W widmie *korony* słonecznej dobrze widzialnej podczas zaćmień słońca, znajduje się szereg prążków, których pochodzenie dotychczas nie jest ustalone. Przypisywano je nieznanemu pierwiastkowi „coronium". Okaże się prawdopodobnie, że prążki coronium są również wzbronionemi prążkami widma iskrowego jednego z dawno znanych pierwiastków (najprawdopodobniej wapnia), więc i „coronium" zostanie zdemaskowane.

ROZDZIAŁ V.

PROMIENIE RÖNTGENA.

§ 1. Wstęp.

W 1895 r. W. C. Röntgen wykrył nowego rodzaju promienie, które nazwał promieniami X; nazwa ta utrzymała się dotychczas w książkach angielskich. Metoda otrzymywania promieni zapomocą szklanej zazwyczaj kulistej lampy röntgenowskiej, jest ogólnie znana. Lampa jest wypełniona bardzo rozrzedzonem powietrzem; zawiera ona trzy płytki metalowe: anodę i katodę, służące do przepuszczania przez nią prądu elektrycznego, oraz *antikatodę*, która jest zwykle zewnątrz połączona z anodą. Z katody wychodzi prostopadle do jej powierzchni snop elektronów, t. zw. *promienie katodowe*, które uderzają o powierzchnię antikatody. Początkowa prędkość elektronów przy wyjściu z katody jest stosunkowo mała, można ją więc zaniedbać. Pomiędzy katodą i antikatodą mamy różnicę napięć (potencjałów) elektrycznych V, wyrażaną w *woltach*. Wskutek tego elektrony w drodze od katody do antikatody są pod wpływem siły, która ich ruch przyśpiesza. Niech v będzie prędkością, którą mają elektrony w chwili uderzenia o powierzchnię antikatody; prędkość v zależy od różnicy potencjałów V, przebytej przez elektrony. Praca siły elektrycznej wykonana na elektronach jest proporcjonalna do V, zaś nabyta przez elektrony podczas ruchu energja kinetyczna jest proporcjonalna do kwadratu prędkości. Równość, zachodząca pomiędzy wykonaną pracą a nabytą energją, wykazuje, że *prędkość v jest proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z różnicy potencjałów V*. Istnieje prosta reguła: jeżeli pierwiastek kwadratowy V podzielić przez 5, wówczas otrzymamy v wyrażone w procentach prędkości światła: tak np. dla $V = 100$ wolt prędkość v równa się 2% prędkości światła. W poniższej tabelce zostały podane prędkości v w *km/sek* oraz częściach prędkości światła dla różnych V:

$V =$	1	25	100	10 000	wolt
$v =$	600	3000	6000	60 000	*km/sek*
	$\frac{1}{500}$	$\frac{1}{100}$	$\frac{1}{50}$	$\frac{1}{5}$	prędkości światła.

Jest rzeczą godną podziwu, jak wielkich prędkości nabywają elektrony po przebyciu stosunkowo nieznacznej różnicy potencjałów. Ponieważ v jest w zupełności wyznaczone przez wartości V, przeto *ogólnie przyjęto* jakkolwiek brzmi to dziwnie, *wyrażać prędkość elektronów w woltach*. Mówi się nprz., że prędkość elektronów wynosi 100 wolt (zamiast 6000 *km/sek*). Wygoda takiego oznaczania polega na tem, że różnice potencjałów V odczytujemy bezpośrednio na woltomierzu, zbyteczne są więc jakiekolwiek obliczenia.

Promienie R ö n t g e n a powstają w tem miejscu antikatody, w które trafiają o ile możliwe skoncentrowane promienie katodowe, *pod wpływem uderzeń bardzo prędko biegnących elektronów o cząsteczki powierzchniowej warstwy antikatody*. W ciągu 17 lat natura promieni röntgenowskich była nieznaną. Odkrycie przez L a u e'go zjawisk, które zachodzą podczas przejścia promieni röntgenowskich przez kryształy (p. § 6), wykazało, że są one pewną formą energji promienistej, której widmo znajduje się po prawej stronie całkowitego widma energji promienistej, daleko poza skrajnym fioletem. Widmo promieni röntgenowskich zajmuje *około 8 oktaw*. Mówimy, że promienie röntgenowskie są *miękkie* lub *twarde*, charakteryzując tem samem ich *zdolność przechodzenia przez materję;* zdolność ta jest tem większa, (lub mniejsza), im promienie są bardziej twarde (lub miękkie). Pośród dwóch promieni ten jest miększy, którego długość fali jest większa. Najbardziej miękkie promienie znajdują się z lewego, najtwardsze z prawego końca widma promieni röntgenowskich. Rozkład tego widma był wskazany w rozdz. III, § 1, ust. 5.

Promienie röntgenowskie mogą dawać widma *ciągłe i prążkowe;* te ostatnie były wykryte (1907 r.) przez B a r k l a i S a d l e r a. Bardzo ważna cecha widma ciągłego promieni röntgenowskich polega na tem, że posiada ono *wyraźną granicę* od strony fal krótkich, t. j. z prawej strony. Granica ta posiada tem mniejszą długość fali, im większą jest prędkość v promieni katodowych, wywołujących daną emisję ciągłą. Do zagadnienia promieniowania ciągłego wrócimy w § 3.

Promieniowanie o widmie prążkowem, t. j. analogicznem do widm świecących gazów i par, nosi nazwę charakterystycznego. Widma te różnią się jednak od tamtych w sposób zasadniczy. Budowa widm gazów i par, t. j. liczba, natężenia i rozkład prążków, zależą od rodzaju oraz stanu substancji emitującej. Jedynie bardzo staranne i skomplikowane badania wykryć mogą pewne cechy pokrewne w widmach różnych substancyj, jak o tem była mowa w dwu rozdziałach poprzednich. Zupełnie co innego widzimy w widmach charakterystycznych, przy których powstawaniu odgrywa rolę materjał antikatody, lub pokrywający jej

powierzchnię. *Wszystkie pierwiastki mają zupełnie analogicznie zbudowane widma röntgenowskie przynajmniej w pewnych bardzo szerokich granicach.* To znaczy, że liczba, *względne położenie* i względny blask prążków nie zależą od substancji emitującej. To też można czasem mówić wogóle o „widmie röntgenowskiem" i o jego budowie, *nie dodając nazwy ciała,* wysyłającego to widmo. Wpływ tego ciała uwydatnia się jedynie w położeniu, które cały zespół prążków zajmuje w ogólnej skali energji promienistej lub, inaczej mówiąc, długość fali prążków zależy od rodzaju ciała, przyczem zależność ta jest bardzo prosta: im większa jest liczba porządkowa *Z* pierwiastka, tem bardziej jego widmo röntgenowskie jest przesunięte w stronę fal krótkich (w prawo), tem twardsze (przenikliwsze) są promienie, z których składa się całe „widmo promieni röntgenowskich". Tak więc, *zależność widma od rodzaju ciała uwydatnia się w położeniu lecz nie w strukturze widma;* przy przejściu od jednego pierwiastka do drugiego widmo przesuwa się w całości w tę lub inną stronę. Ponieważ liczba porządkowa *Z*, z wyjątkiem 4 wypadków (rozdz. II, § 2, punkt 6), zmienia się równolegle do ciężaru atomowego *A*, zatem promienie röntgenowskie są tem twardsze, im cięższe są wysyłające je atomy.

Widmo promieni röntgenowskich składa się z grup prążków. W chwili obecnej znamy cztery takie grupy, które oznacza się literami *K*, *L*, *M* i *N*. Każda grupa składa się z określonej liczby prążków, których wzajemne położenia i blask są dokładnie zbadane. Z pośród nich *grupa K* jest najbardziej odległa od części widzialnej widma; zawiera ona promienie najtwardsze o najkrótszej fali. *Grupa L* składa się z bardziej miękkich promieni; znajduje się ona bliżej promieni nadfioletowych i jest oddzielona od grupy *K* odstępem o długości *kilku oktaw.* Jeszcze miększe są promienie grupy *M*, zaś najmiększemi okazują się wykryte w 1923 r. promienie *N*, których długość fali jest największa. Jako przykład podamy rozkład widma *wolframu* ($Z = 75$): grupa *K* znajduje się pomiędzy $178X$ (0,178 Å) i $212X$; grupa *L* — pomiędzy 1.025 Å i 1,675 Å; grupa *M* pomiędzy 6,066 Å i 6,973 Å. Nie należy jednak przypuszczać, że we wszystkich pierwiastkach znaleziono wszystkie prążki wszystkich czterech grup. Jesteśmy jeszcze dalecy od tego, a składa się na to kilka przyczyn następujących.

Po pierwsze, każda grupa mogła być obserwowana jedynie dla określonego szeregu pierwiastków, których liczby porządkowe *Z* są zawarte w granicach Z_1 i Z_2, gdzie Z_1 jest mniejsze od Z_2. Tak np. grupa *K* została zbadana dla wszystkich pierwiastków od sodu ($Z_1 = 11$) do platyny ($Z_2 = 78$); zresztą w 1928 r. uczony francuski Dauviller wykrył grupę *K* dla węgla (długość fali 45,3 Å). Grupa *L* została zbadana

od wanadu ($Z = 23$) do uranu ($Z = 92$); grupa *M* od dysprozu ($Z = 66$) do uranu ($Z = 92$); grupę *N* obserwowano jedynie dla bizmutu ($Z = 83$), toru ($Z = 90$) i uranu ($Z = 92$). Wszystkie trzy grupy *K*, *L* i *M* łącznie zostały znalezione tylko w niewielu pierwiastkach od dysprozu ($Z = 66$) do platyny ($Z = 78$). Nie ulega wątpliwości, że wszystkie cztery grupy znajdują się w widmach wielu pierwiastków poza wskazanemi granicami, lecz odpowiednich promieni röntgenowskich nie zdołano wykryć, ponieważ długości ich fali są zbyt duże, wobec czego nie można było stosować metody L a u e'go. Im bardziej długofalową jest dana grupa, tem większą musi być liczba porządkowa pierwiastków, w których widmie można ją dogodnie obserwować.

Po drugie jedna i ta sama grupa zawiera niejednakową liczbę prążków w widmach różnych pierwiastków. Oznacza to, że z pośród prążków, które wchodzą w skład danej grupy, wszystkie mogą być zauważone jedynie w widmach niewielu pierwiastków. W pozostałych zaś występują nie wszystkie prążki, przyczem mogą się na to składać różne przyczyny: albo długość fali jest zbyt wielka, albo też prążki są za słabe, lub też pewne prążki nie mogą powstać ze względów, o których niżej pomówimy.

Promienie powstające na powierzchni antikatody nazywają się czasami *pierwotnemi.* Gdy promienie te padają na powierzchnię dowolnego ciała, wówczas powstają na tej powierzchni promienie röntgenowskie, które noszą nazwę *wtórnych;* mogą one z kolei wywołać promienie trzeciego rzędu i t. d. Co się tyczy *powstania pierwotnych i wtórnych promieni röntgenowskich,* to rządzi niem następująca doniosła zasada. Ustalmy mianowicie, że promienie *katodowe* będziemy uważać za tem *twardsze,* im większą jest ich prędkość w woltach. Warunek wzbudzenia promienia można wysłowić w sposób następujący: *promienie wzbudzające muszą być twardsze od promieni wzbudzanych.* Należy to rozumieć w ten sposób, że jeśli mowa o powstaniu promieni *wtórnych,* wtedy długość fali pierwotnych musi być *mniejsza* od długości fali wzbudzanych przez nie wtórnych. Warunek ten odpowiada w zupełności znanej zasadzie S t o k e s'a, odnoszącej się do zjawisk fluorescencji. Jeśli natomiast mamy do czynienia z promieniami *pierwotnemi,* wówczas twardość, t. j. prędkość elektronów (w woltach) musi *przewyższać* pewną wartość minimalną, V_{min}, która stanowi jakgdyby równowartość powstających promieni röntgenowskich.

Do niedawna wydawał się mocno ugruntowanym niżej przytoczony fakt, mający bardzo doniosłe znaczenie. Przypuśćmy mianowicie, że przy wzbudzaniu promieni wtórnych długość fali promienia pierwotnego, bądź też przy wzbudzaniu promieni pierwotnych — wielkości *V*, osiągnęły wartości, odpowiadające warunkowi powstawania najtwardszego promienia

jednej z grup K, L, M; wtedy *powstają natychmiast wszystkie prążki tej grupy*. Można się było spodziewać, że mniej twarde promienie danej grupy pojawiają się wcześniej, t. j. dla mniej twardego promieniowania wzbudzającego, lub dla prędkości elektronów mniejszej od V_{min}, koniecznej do powstania najtwardszego promienia danej grupy. Bardzo dokładne badania dowiodły niedawno, że tak nie jest. Okazało się mianowicie, że prążki grupy L powstają nie wszystkie jednocześnie, lecz że można je z kolei podzielić na trzy podgrupy takie, że wszystkie prążki tej samej podgrupy powstają jednocześnie, natomiast poszczególne podgrupy pojawiają się nie odrazu, lecz jedna za drugą w mało różniących się od siebie warunkach. *Względne natężenie* prążków danej grupy nie zależy od tego, o ile V jest większe od V_{min}. Ogólne natężenie całej grupy jest natomiast tem większe, im większą jest różnica $V - V_{min}$ i rośnie propocjonalnie do pierwiastka kwadratowego sześcianu tej różnicy.

§ 2. Prace Moseley'a. Przegląd grup K, L, M, N. Promienie alfa jako wzbudzające.

W rozdz. I, § 2 mieliśmy już sposobność wspomnieć o pracach młodego uczonego angielskiego Moseley'a, który ustalił, że liczba pierwiastków od wodoru do uranu wynosi 92, wyznaczył liczby porządkowe wszystkich znanych podówczas pierwiastków i podał liczbę oraz miejsca w tablicy Mendelejewa pierwiastków jeszcze niewykrytych. Należy obecnie wyjaśnić sposób, w jaki Moseley mógł osiągnąć tak wyjątkowe wyniki. Prace jego ukazały się w grudniu 1913 r. i kwietniu 1914 r., t. j. już po ukazaniu się dwu zasadniczych prac Bohra o budowie atomu (lipiec i listopad 1913 r.), którego teorję Moseley przyjmuje całkowicie.

W. G. i W. L. Bragg'owie (ojciec i syn) pierwsi zmierzyli w początkach 1913 r. długość fali promieni charakterystycznych platyny. Następnie Moseley i Darwin (lipiec 1913 r.) rozszerzyli owe obserwacje, mierząc długość fali pięciu prążków i badając również widmo ciągłe, emitowane przez platynę; wreszcie W. G. Bragg zmierzył długość fali pewnych prążków niklu, wolframu i radu. Z prac tych wynikało, że w widmie röntgenowskiem znajdują się grupy prążków K i L. W pracy z grudnia 1913 r. Moseley pierwszy dowiódł, że w każdej z dwu grup K i L znajdują się przedewszystkiem *dwa najsilniejsze prążki*, które oznaczył literami greckiem α i β; czasami oznacza się je przez $K\alpha$, $K\beta$, $L\alpha$, $L\beta$, lub K_α, K_β, L_α, L_β. Prążki α mają natężenie większe

lub, jak się często mówi, są „silniejsze" od prążków β, długość fali ich jest większa od długości fali tych ostatnich (prążki α znajdują się po lewej stronie prążków β). Fig. 4 uwidocznia symbolicznie cztery prążki α i β grup *K* i *L*, przyczem długość fali, zgodnie z umową maleje zlewa naprawo; jaśniejsze prążki α są uwydatnione grubszemi kreskami. Prążki α i β, należące do tej samej grupy *(K* lub *L)*, znajdują się bardzo blisko siebie, odległość ich wynosi *kilka dziesiątych części Å*, natomiast odległość grup *K* i *L* danego pierwiastka sięga, jak mówiliśmy, paru oktaw. Tak np. dla srebra długość fali prążków *K* wynosi około 0,65 Å, a prążków *L* — około 4,17 Å. Moseley znalazł w grupie *L*, jeszcze trzy prążki prócz prążków α i β. Prążki *K* zostały przez niego zbadane dla pierwiastków od glinu do srebra, prążki *L* od cyrkonu do złota. Tutaj właśnie dokonał Moseley wielkiego odkrycia: znalazł mianowicie, że *prążki K i L przesuwają się regularnie w stronę fal krótkich, w miarę wzrastania liczb porządkowych pierwiastków.*

Okazało się więc, że położenie widma röntgenowskiego wyznacza liczba porządkowa *Z*. Wiedząc o ile widmo przesuwa się przy przejściu od jednego pierwiastka do sąsiedniego, Moseley mógł z położenia widma wyznaczyć liczby porządkowe wszystkich pierwiastków. Znalazł przytem, że dla glinu $Z = 13$, ponieważ od wodoru do glinu wszystkie miejsca tablicy Mendelejewa są już dawno zajęte, i nie było powodu przypuszczać, że w odstępie tym istnieją jakiekolwiek nieznane pierwiastki. Obecnie staje się zrozumiałem, że w ten sposób zdołano wyznaczyć ogólną liczbę pierwiastków od wodoru do uranu oraz liczby porządkowe pierwiastków jeszcze niewykrytych. Okazało się również, że w układzie perjodycznym kobalt (27) znajduje się istotnie przed niklem (28), chociaż ciężar atomowy kobaltu jest większy niż niklu. Następnie stało się jasnem, że *emisja promieni röntgenowskich jest zjawiskiem atomowem*, gdyż kobalt, który zawierał domieszkę niklu i żelaza, dawał jednocześnie prążki wszystkich trzech metali; mosiądz daje prążki cynku i miedzi.

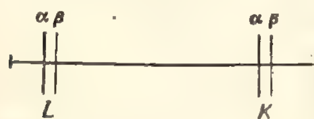


Fig. 4.

Fig. 5 (str. 130) przedstawia prążki *K* dla szeregu pierwiastków od arsenu do rodu. Z boku podano liczby porządkowe oraz symbole chemiczne pierwiastków. Aczkolwiek w rozdz. II, § 2 tabl. 2 zestawione były nazwy pierwiastków wraz z ich symbolami chemicznemi, wymienimy dla wygody nazwy tych pierwiastków (z góry na dół), których widma *K* są widoczne na fig. 5: arsen (33), selen (34), brom (35), rubid (37), stront (38), niob (41) i rod (45). Na fig. 5 promienie są podane w odwrotnym porządku, niż brzmi nasza umowa, t. j. *długości fali rosną, jeśli przesuwać się*

od lewej ku prawej stronie. Widma zawierają oprócz prążków α i β jeszcze pewne linje oznaczone przez α_2 i β_2. Bardzo ciekawe jest porównanie przesunięcia widm na lewo wraz ze zmianą numeru porządkowego Z

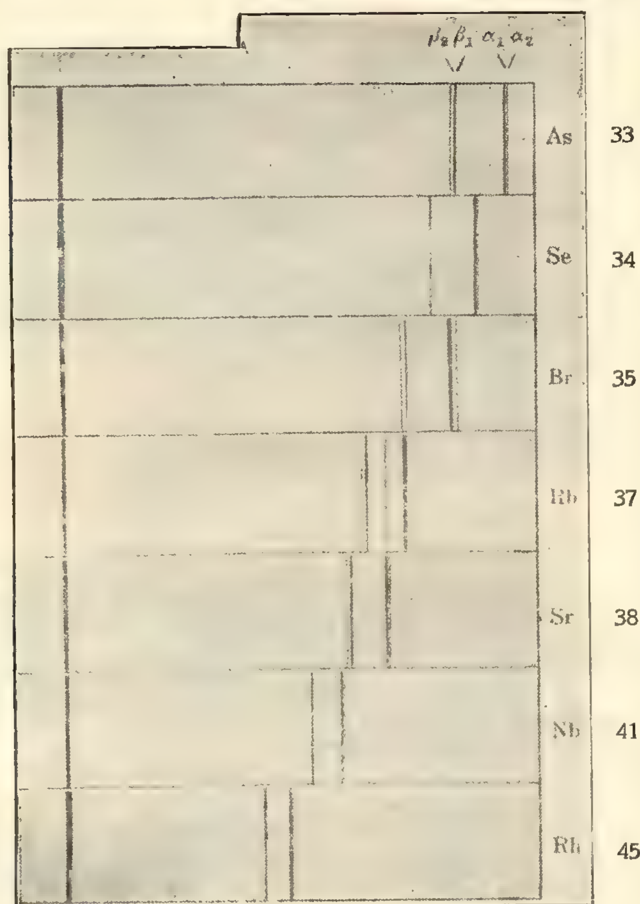


Fig. 5.

pierwiastka. W pierwszych trzech wierszach Z zmienia się o jedność: stwierdzamy w przybliżeniu (p. niżej) jednakowe przesunięcia widm. Następnie Z rośnie od 35 do 37, t. j. o dwie jedności, czemu odpowiada podwójne przesunięcie widma. Następnie 37 — 38 dają przesunięcia poprzednie, a 38 — 41 mniej więcej potrójne; wreszcie przejściu od Z = 41 do Z = 45 towarzyszy mniej więcej poczwórne przesunięcie widma.

Moseley podał również prawo, które wiąże częstość ν drgań określonego prążka z liczbą porządkową Z pierwiastka emitującego. Prawo to,

które okazało się później niezupełnie ścisłem, głosi, że pierwiastek kwadratowy częstości drgań jest linjową funkcją liczby porządkowej pierwiastka. To znaczy, że

$$\sqrt{\nu} = a\,(Z - b), \tag{1}$$

gdzie a i b są liczbami stałemi, t. j. jednakowemi dla wszystkich pierwiastków, lecz różnemi dla różnych prążków; tak np. dla prążka K_α $b = 1$, a dla L_α $b = 7{,}4$. Dokładniejsze pomiary wykazały, że równość (1) nie jest zupełnie ścisła, t. j., że istotna zależność ν od Z jest nieco bardziej skomplikowana. Zauważmy jeszcze, że Moseley pierwszy wypowiedział pogląd, że *promienie röntgenowskie powstają, zgodnie z trzecim postulatem Bohra, wskutek przeskoków elektronów pomiędzy orbitami, znajdującemi się w zakończonych lub na wpół zakończonych (niedobudowanych) warstwach elektronów,* nie zaś jako wynik przeskoków elektronów wartościowościowych.

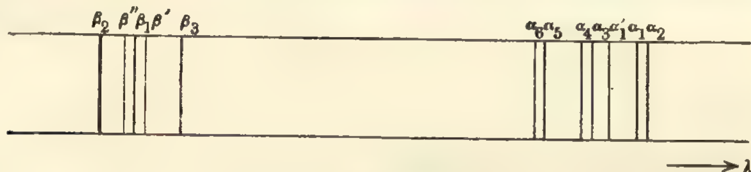


Fig. 6.

Przejdźmy do krótkiego przeglądu grup *K*, *L*, *M*, *N*.

I. Grupa K. Moseley znalazł tu tylko dwa prążki α i β. Okazało się później, że każdy z tych prążków składa się z grupy składników, przyczem w każdej grupie dają się stosunkowo łatwo zaobserwować oraz dobrze są zbadane dwa prążki. Fig. 6 wyobraża schemat Hjalmara głównych prążków *K* pierwiastków lżejszych; i w tym wypadku długości fali *rosną* od lewej ku prawej stronie. Promieniowanie *K* zbadane jest od sodu (11) do platyny (78) oraz dla uranu (92). Dla sodu długości fali wynoszą około 11,7 Å, dla platyny znajdują się pomiędzy 190,10 *X* i 158,2 *X*. Dla uranu długości fali promieni α i β są 154 *X* i 104 = 0,1 Å. Zadziwiającym jest ogromny stopień dokładności pomiarów długości fali promieni röntgenowskich! Znana jest druga cyfra dziesiętna wartości *X*, równa stutysięcznej części Å, który równa się dziesięciomiljonowej części jednego milimetra! Najważniejszym ośrodkiem naukowym, w którym odbywają się obecnie badania długości fali promieni röntgenowskich, jest instytut prof. Manne Siegbahna w Uspali (Szwecja). W 1926 r.

Thoräus znalazł tam dla fluoru ($Z = 9$) długość fali promienia K_α równą 18,30 Å. Dla cięższych pierwiastków znaleziono poszczególne prążki, nie zawarte w schemacie fig. 6. Jeżeli w lampie röntgenowskiej stopniowo zwiększać prędkość elektronów, wówczas *wszystkie promienie grupy K pojawiają się jednocześnie.*

II. Grupa L. Ma ona budowę bardziej złożoną, niż grupa *K*, i zawiera 23 różne prążki, które znajdujemy wszystkie w przypadku wolframu ($Z = 74$). Do 1924 r. promienie *L* były zbadane od uranu (92) do miedzi

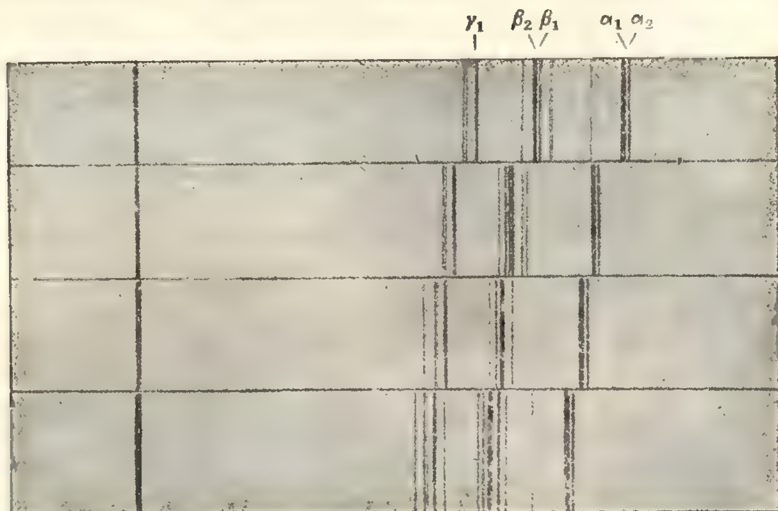


Fig. 7.

(29), przyczem dla miedzi znany jest tylko prążek 13,309 Å; była to największa zmierzona podówczas długość fali promieni röntgenowskich. Dla uranu znaleziono prążek 0,597 Å tak że linje *L* różnych pierwiastków grupowały się w dziedzinie, obejmującej około 4,5 oktaw. W 1924 r. pojawiła się praca M. Siegbahna i Thoräusa, którym udało się zmierzyć długość fali promieni *L* dla niklu (28), kobaltu (27) i żelaza (26) oraz podać ściślejsze liczby dla miedzi (29) i cynku (30). Dla żelaza linja L_α ma długość fali 17,66 Å i w ten sposób osiągnięto rozszerzenie widma w kierunku fal dłuższych. Znaczniejsze jeszcze rozszerzenie osiągnął Thoräus w końcu 1926 r., mierząc długość fali L_α dla manganu ($Z=25$), chromu ($Z = 24$) i wanadu ($Z = 23$); są one odpowiednio równe 19,39 Å, 21,53 Å i 24,2 Å. W ciągu dwu lat stanowi to rozszerzenie widma prawie o całą oktawę (od 13,3 do 24,2 Å). Fig. 7 przedstawia prążki grupy *L* dla złota (Au, 79), talu (Tl, 81), ołowiu (Pb, 82) i bizmutu (Bi, 83), we-

dług zdjęć S i e g b a h n a i F r i m a n a; u góry podano oznaczenia prążków literami greckiemi, których używa S i e g b a h n. Liczby porządkowe ostatnich trzech pierwiastków różnią się między sobą o jedność, widzimy tu jednakowe przesunięcia widm na lewo, t. j. na rysunku w stronę fal krótkich. Dla pierwszych dwu pierwiastków różnica liczb porządkowych równa jest dwum (79 i 81) i przesunięcie widma jest również podwójne. Dałoby to możność przewidzieć istnienie jeszcze jednego pierwiastka pomiędzy złotem i talem, gdyby nie był on oddawna znany (rtęć, 80). Wszystkie prążki *L* podzielić można na trzy podgrupy, które leżą nie obok siebie, lecz jakgdyby się przeplatają; prążki tej samej podgrupy powstają jednocześnie.

III. Grupa M. Promieniowanie to wykrył S i e g b a h n w 1916 r. Zbadali je dokładnie jego uczniowie W. S t e n s t r ö m (1918) i E. H j a l m a r (1924). Znaleziono do 23 prążków dla uranu. Wogóle grupa ta została zbadana dla pierwiastków od uranu (92) do dysprozu (66); odpowiednie długości fali leżą pomiędzy 2,248 Å (uran) i 9,509 Å (dysproz). Cała grupa zajmuje ponad jedną oktawę, np. dla uranu 23 prążki mają długości fali od 2,248 Å do 4,929 Å.

IV. Grupa N. Promieniowanie tej grupy wykrył D e l e j s e k w 1912 r. H j a l m a r znalazł 5 prążków dla uranu (od 8,691 do 12,874 Å), 5 prążków dla toru (od 9,397 do 13,805 Å) i jeden prążek dla bizmutu (13,208 Å).

Rozpatrywaliśmy dotychczas w charakterze wzbudzających promienie röntgenowskie tylko strumienie elektronów, t. j. promienie katodowe uderzające o antykatodę. Jednakże już w 1913 r. szereg uczonych angielskich, między innemi R u t h e r f o r d i R i c h a r d s o n, wykryli, że *charakterystyczne* promieniowanie röntgenowskie może być również wywołane przez *strumienie promieni alfa*, wysyłanych przez ciała promieniotwórcze (rozdz. IV, § 6). Bardziej szczegółowo zbadał to zjawisko F. P. S l a t e r (1921). Dowiódł on mianowicie, że promienie alfa, emitowane przez wolną od dalszych produktów rozpadu promieniotwórczego (rozdz. XI) emanację radu, przy uderzaniu o powierzchnię platyny, złota i ołowiu wywołują promienie röntgenowskie *K* i *L*, zaś w cynie promienie *K*. Następnie B o t h e i F r a n z w dwu pracach, ogłoszonych w 1928 r., korzystając z nowych czulszych metod, zdołali wykonać pomiary dokładniejsze. W pierwszej z tych prac stosowali promienie alfa polonium (rozdz. XI, § 2) i znaleźli promienie röntgenowskie *K* dla glinu, żelaza i cynku, jak również promienie *L* dla złota. W drugiej pracy (grudzień, 1928) używali oni również polonu i zdołali wykryć oraz dokładnie zbadać promienie röntge-

nowskie *K* dla siedmiu pierwiastków zawartych pomiędzy magnezem $(Z = 12)$ i cynkiem $(Z = 30)$, w tej liczbie i dla siarki; następnie promienie *L* dla szeregu pierwiastków pomiędzy selenem $(Z = 34)$ i złotem $(Z = 79)$ i wreszcie nawet promienie *M* dla bizmutu $(Z = 83)$. Długości fali promieni röntgenowskich obserwowanych przez nich, znajdowały się pomiędzy 1,1 i 10 Å. Ciągłe promieniowanie röntgenowskie (§ 1) nie pojawiło się przy tem zupełnie w ilości dostrzegalnej.

§ 3. Powstawanie promieni röntgenowskich.

Przejdziemy do zasadniczego zagadnienia warunków powstawania promieni röntgenowskich. Przypomnijmy, że widma prążkowe w dziedzinie widzialnej, podczerwonej i nadfiołkowej są emitowane przy spadaniu jednego z elektronów *zewnętrznej* warstwy elektronowej z jednej z możliwych orbit na inną. Ta warstwa zewnętrzna ma w różnych pierwiastkach bardzo różną budowę, ponieważ liczba elektronów waha się w niej od jednego—w atomach wodoru i metali alkalicznych—do ośmiu, w gazach szlachetnych. W rozdz. IV, § 4 była mowa o warstwach elektronowych, które oznaczamy literami *K*, *L*, *M*, *N*, O, *P*, Q; ogólna liczba warstw choćby jeszcze niezakończonych rośnie w miarę wzrastania liczby porządkowej *Z* pierwiastka. Przypomnijmy, że warstwa *K* zawiera tylko 2 elektrony, że warstwa *L* zakończona jest dopiero dla neonu $(Z = 10)$, warstwa *M* rozpoczęta (8 elektronów) dla argonu $(Z = 18)$ i nadbudowana (18 elektronów) dla miedzi $(Z = 29)$, warstwa *N* rozpoczęta dla kryptonu $(Z = 36)$, po raz pierwszy dobudowana dla srebra $(Z = 47)$ i ostatecznie zakończona (32 elektronów) tylko dla pierwiastka lutecium (ostatni z pośród ziem rzadkich, $Z = 71$). Jasną jest rzeczą, że w *pierwiastkach o małej liczbie porządkowej warstwy wyższe nie istnieją*, co jest dla dalszego ciągu bardzo istotne. Przypomnijmy następnie, że każda z warstw począwszy od *L* rozpada się na podgrupy. W tabl. 5 (rozdz. IV, § 4) podano liczbę podgrup w każdej warstwie,*oznaczenia tych podgrup*, które będziemy w dalszym ciągu stosować, oraz liczbę orbit elektronowych w każdej podgrupie. Warstwy O, *P* i Q nawet dla atomu uranu jeszcze nie są zakończone; zakończone podgrupy ich oznacza się zgodnie z schematem tablicy 5, t. j. np. O_{11}, O_{21}, O_{22}, O_{32} i t. d. W rozdz. IV, § 5 widzieliśmy, że każdej podgrupie odpowiada określony *poziom energetyczny*, jednakowy dla wszystkich orbit elektronowych, zawartych w danej podgrupie.

Promienie röntgenowskie spowodowane są zmianami zachodzącemi w wewnętrznych warstwach elektronowych atomu, które we wszystkich

pierwiastkach, gdzie wogóle istnieją (jeżeli nie liczyć nadbudówek), mają analogiczną budowę; i na tem polega fakt, że budowa widma promieni röntgenowskich jest dla wszystkich pierwiastków jednakowa. Na czem więc polegają zmiany wewnętrzne? *Promienie röntgenowskie powstają, gdy z jednej z wewnętrznych warstw elektronowych odrywa się elektron.* Zostaje on wyrzucony na *peryferje atomu*, ponieważ wszystkie warstwy środkowe są zajęte i nie mają wolnego miejsca, by zatrzymać ten elektron wyrwany z wewnątrz. Wyrzucenie elektronu może być wywołane przez *uderzenie z zewnątrz nadbiegajcego elektronu*, jak np. w lampach röntgenowskich przy uderzeniu promieni katodowych o powierzchnię antikatody, lub *pod działaniem strumienia energji promienistej*, który zużywa się właśnie na pracę podniesienia elektronu na powierzchnię atomu. Każdy z elektronów, otaczających jądro atomowe, należy do pewnego poziomu energetycznego. Pracę wyrzucania elektronu określa różnica energji poziomu, na którem się znajdował, i energji, odpowiadającej peryferji atomu; ta ostatnia jest oczywiście większa od pierwszej.

Miejsce elektronu, który został wyrwany nie pozostaje puste; przechodzi nań (spada) elektron z jednego z poziomów energetycznych którejkolwiek warstwy „wyższej“. Przejście to pociąga za sobą *zmniejszenie* energji atomu o wielkość, którą oznaczymy przez $J_1 - J_2$; wtedy równość

$$h\nu = J_1 - J_2, \tag{2}$$

w którem h jest stałą P l a n c k a, daje, zgodnie z trzecim postulatem B o h r a, *częstość powstającego promieniowania röntgenowskiego.* Dla promieni röntgenowskich częstość ν jest wiele razy większą, niż dla promieni widzialnych i nadfiołkowych. Tłumaczy się to tem, że różnice energji poziomów wewnętrznych są o wiele większe, aniżeli różnice te dla dozwolonych orbit zewnętrznych. Przesunięcie widm röntgenowskich, gdy Z rośnie, w stronę rosnących ν, ma swe źródło w tem, że wewnętrzne poziomy energetyczne ulegają zwiększaniu, gdy wzrasta ładunek jądra atomowego.

Na miejsce zwolnione przy spadku elektronu przechodzi jeden z elektronów warstwy jeszcze wyższej, przyczem powstaje również promieniowanie röntgenowskie o innej oczywiście długości fali. Może to się powtórzyć parę razy, dopóki przybłąkany z zewnątrz elektron nie doprowadzi liczby elektronów w atomie do stanu pierwotnego.

Oznaczyliśmy warstwy elektronów literami K, L, M, N, O, P, Q i temi samemi literami grupy promieni röntgenowskich K, L, M i N, a to z powodów następujących. Pod wpływem oddziaływania zewnętrznego ulega w przeważającej liczbie atomów wyrwaniu elektron z warstwy K. Wy-

wołuje to wędrówki elektronów z *różnych* wyższych poziomów energetycznych lub podgrup na zwolnione miejsce tej warstwy, i powstaje wtedy właśnie grupa promieni röntgenowskich, które oznaczyliśmy przez *K*. Gdy elektron zostaje wyrwany z warstwy *L*, wówczas przejścia elektronów z wyższych poziomów energetycznych do warstwy *L* daje promienie röntgenowskie grupy *L*. To samo dotyczy również warstw *M* i *N*. Ogólnie biorąc, *wszystkie promienie tej samej grupy powstają przy spadaniu elektronów na jedną i tą samą warstwę elektronową z różnych wyżej leżących poziomów energetycznych.* Bardzo ważną rolę gra tu zagadnienie liczby poziomów energetycznych w różnych warstwach elektronowych. W warstwie *K*, zawierającej dwa elektrony, mamy tylko jeden poziom energetyczny. W warstwie *L* takich poziomów znajdujemy trzy, i nie jest rzeczą obojętną, do którego z nich należał oderwany elektron, ponieważ elektrony spadają z wyższych poziomów *M*, *N*, *O*, i t. d. na ten poziom warstwy *L* (t. j. jej podgrupy), który stracił elektron. A zatem różnica $J_1 - J_2$ w równości (2), a właściwie wartość J_2 zależeć będzie od poziomu warstwy *L*, na który elektron spadnie z poziomów wyższych. W warstwie *M* mamy pięć, w warstwie *N* siedem poziomów energetycznych; długości fali promieni grup *M* i *N* muszą zależeć od poziomu do którego należał wyrwany elektron.

Przytoczony tu *mechanizm powstawania promieni röntgenowskich* wskazuje, że każde promieniowanie zawarte w prążkowem, t. j. charakterystycznem widmie promieni röntgenowskich jest scharakteryzowane przez dwa poziomy energetyczne, pomiędzy któremi odbywa się przejście elektronu, zastępującego elektron bądź wyrwany z atomu przez oddziaływanie zewnętrzne, bądź też taki, który sam przeszedł na miejsce wyrwanego elektronu. T. zw. *systematyka widm röntgenowskich* (p. § 4) *polega na dokładnem wyznaczeniu tych dwu poziomów energetycznych, które charakteryzują każdy prążek;* systematyka może być uważana za skończoną, gdy owe poziomy energetyczne będą wyznaczone dla wszystkich promieni röntgenowskich. Zagadnienie to można w chwili obecnej uważać za w znacznym stopniu rozwiązane.

W związku z powyższem pozostaje *zagadnienie racjonalnej symboliki promieni röntgenowskich.* Z pośród niewielu przytoczonych przez nas przykładów widać, że prążki widm röntgenowskich były początkowo oznaczane *literami greckiemi*, czasami z dodaniem liczb u dołu lub kresek u góry. Jednakże oznaczenie takie musiało prowadzić do zupełnego chaosu. Niepodobna bowiem zapamiętać oznaczenia np. dla 23 prążków grupy *L*, w dodatku różni uczeni, np. Sommerfeld i Siegbahn, używają w swych książkach i artykułach zupełnie odmiennej symboliki, co

jeszcze bardziej powiększa plątaninę. W chwili obecnej wchodzi w użycie następująca racjonalna symbolika promieni röntgenowskich. W tabl. 5 str. 80, podane zostały oznaczenia podgrup warstw elektronowych; każdej podgrupie odpowiada określony poziom energetyczny. *Racjonalna symbolika promieni röntgenowskich polega na zwykłem zestawieniu tych dwu podgrup (poziomów energetycznych), które zgodnie z powiedzianem, charakteryzują dane promieniowanie.* Jasną jest rzeczą, że tego rodzaju symbolika tylko wtedy wyruguje oznaczanie promieni mniej lub więcej dowolnemi literami, gdy systematyka promieni röntgenowskich będzie zupełnie wykończona, t. j. gdy dla wszystkich prążków znane będą odpowiadające im dwa poziomy energetyczne. Już jednak obecnie dla przeważającej większości prążków röntgenowskich dokładnie ustalono owe dwa poziomy, można więc w szerokich granicach zupełnie dobrze korzystać z racjonalnej symboliki widm röntgenowskich. Dla przykładu przytoczymy szereg oznaczeń, nie wymagających zupełnie wyjaśnień

$$L_{22} \rightarrow K,\ M_{22} \rightarrow K,\ M_{32} \rightarrow L_{22},\ O_{21} \rightarrow L_{11},\ N_{43} \rightarrow M_{33},\ O_{21} \rightarrow M_{32},\ O_{23} \rightarrow N_{22} \text{ i t. d.}$$

Odrazu widać, że pierwsze dwa promienie należą do grupy K, druga para — do grupy L, trzecia para — do grupy M, ostatni promień — do grupy N. Zamiast strzałek można poprostu stawiać kreski, lub jeszcze prościej pisać symbole podgrup obok: $L_{22}K$, $M_{32}L_{22}$, $O_{21}\,M_{32}$ i t. d., jeżeli umówimy się, że elektron przechodzi z pierwszej podgrupy na drugą. Zresztą i ten warunek jest zbędny, ponieważ elektron przechodzi zawsze z wyższego poziomu na niższy. Gdybyśmy pisali $L_{22}\,M_{32}$ zamiast $M_{32}\,L_{22}$, to i w tym wypadku byłoby rzeczą jasną, że elektron z podgrupy M_{32} spada na jedną z czterech orbit podgrupy L_{22}.

Możemy obecnie *wytłumaczyć jednoczesne pojawianie się wszystkich prążków grupy K*, prążków zaś grupy L jakgdyby w trzech odstępach. Przypuśćmy, że mowa o pierwotnych promieniach röntgenowskich, wywołanych przez uderzenia elektronów. Dopóki (§ 1) prędkość tych elektronów (wyrażona w woltach) jest zbyt mała, uderzenie ich jest niewystarczające dla wyrwania jednego z dwu elektronów warstwy K. Gdy natomiast prędkość osiąga wartość dostateczną, wtedy w ogromnej liczbie atomów jeden z elektronów warstwy K zostaje wyrzucony poza obręb atomu. Gdy to nastąpi, rozpoczynają się natychmiast przejścia elektronów z *różnych* wyższych poziomów energetycznych. Te właśnie przejścia, — które można symbolicznie przedstawić w postaci $A_i\,K$, gdzie A jest jedną z warstwy L, M, N i t. d. zaś i jest wskaźnikiem dwucyfrowym, wyznaczającym pod-

grupę (poziom energetyczny) warstwy A, — wywołują odrazu emisję wszystkich promieni grupy K. Dla warstwy L sprawa się komplikuje, ponieważ mamy w niej trzy podgrupy L_{11}, L_{21} i L_{22}. Ostatnia z nich jest najwyższą i dlatego dla usunięcia z niej elektronu trzeba zużyć najmniejszą pracę; praca ta jest większa dla podgrupy L_{21} i jeszcze większa dla L_{11}. Stąd wynika, że przy stopniowem wzrastaniu prędkości elektronów promieni katodowych nastąpi przedewszystkiem wyrzucanie elektronu z podgrupy L_{22} atomów antikatody, wskutek czego odrazu powstaną te promienie grupy L, których ogólny symbol jest A_i L_{22}, gdzie A jest jedną z liter M, N, O i t. d. Przy dalszem wzrastaniu napięcia elektrycznego V pomiędzy katodą i antikatodą nastąpi chwila, gdy elektrony wyrwane będą z poziomów L_{21} i wtedy powstaną odrazu wszystkie promienie o symbolu A_i L_{21}. Wreszcie dla większej jeszcze prędkości elektronów wyrywanie nastąpi z podgrupy L_{11} i pojawią się odrazu wszystkie prążki A_i L_{11}.

Przejdziemy teraz do interesującego zagadnienia *pochodzenia dwójek* (dubletów) w widmie röntgenowskiem, t. j. par prążków, dla których *różnica częstości drgań ma tę samą wartość.* Okazuje się, że należy tu rozróżnić dwa rodzaje dwójek. Wytłumaczymy ich pochodzenie, rozpatrując grupę L. Pochodzenie *dwójek pierwszego rodzaju* w grupie prążków L tłumaczy się w sposób następujący. W warstwie L znajdują się trzy poziomy energetyczne, z których wybierzmy dwa, np. L_{21} i L_{22}; Niech A_i będzie jednym z poziomów energetycznych wyższych warstw: M, N, O i t. d. Rozpatrzmy dwa prążki, które powstają przy przejściach elektronu z *tego samego* poziomu A_i na dwa poziomy L_{21} i L_{22}, i niech ich liczby drgań będą odpowiednio ν_2 i ν_1, gdzie $\nu_2 > \nu_1$, poniewaz poziom L_{21} leży niżej (strata energji jest większa) od poziomu L_{22}. Równość (2) daje łatwo zrozumiałe związki:

$$h\nu_2 = J(A_i) - J(L_{21}) \text{ i } h\nu_1 = J(A_i) - J(L_{22}).$$

Odejmując, otrzymujemy:

$$h(\nu_2 - \nu_1) = J(L_{22}) - J(L_{21}). \tag{3}$$

Widzimy, że różnica częstości $\nu_2 - \nu_1$ nie zależy zupełnie od pierwotnego poziomu energetycznego A_i; stąd wynika, że jakikolwiek byłby ten poziom, różnica częstości drgań dwu powstających prążków A_i L_{22} i A_i L_{21} jest jednakowa. W ten sposób otrzymujemy dwójki pierwszego rodzaju. Oczywista, iż w grupie K nie może być dwójek pierwszego rodzaju, ponieważ w warstwie K mamy jeden poziom energetyczny.

Dwójki drugiego rodzaju otrzymujemy, gdy elektron przechodzi do tego samego poziomu warstwy L *z dwu różnych poziomów* A_i i A_k jednej z warstw M, N, O i t. d. Rozumowania zupełnie podobne od poprzednich wskazują, że różnica liczby drgań dwu powstających przy tem prążków zależy tylko od poziomów A_i i A_k, lecz nie zależy od poziomu warstwy L, do którego elektrony przechodzą z poziomów A_i i A_k.

Daliśmy tu ogólne wytłumaczenie powstawania promieni röntgenowskich i okazaliśmy, w jaki sposób wytłumaczenie to prowadzi do systematyki i racjonalnej symboliki widm tych promieni. Okazuje się jednak, że nie wszystkie prążki widma röntgenowskiego można ułożyć w ogólny schemat wspomnianej systematyki. Pozostaje szereg prążków, szczególnie w grupie K, których pochodzenie do niedawna było niejasne. Prążki te są jakby satelitami prążków zasadniczych, których systematykę można uważać za ustaloną do pewnego stopnia. Są one bardzo słabe i znajdują się po stronie fal krótszych, niż prążki zasadnicze. W grupach L i M znajdujemy również takie satelity. Powstanie tych prążków wytłumaczył w 1921 r. Wenzel w sposób następujący. W rozdz. IV, § 9 widzieliśmy, że ten sam pierwiastek może dawać szereg różnych widm optycznych, które oznaczamy cyframi I, II, III, IV i t. d. Widmo I jest to widmo *łukowe* i otrzymuje się, gdy najpierw w atomie niezjonizowanym jeden z elektronów wartościowościowych wędruje pomiędzy swemi orbitami dopuszczalnemi. Pozostałe widma nazywają się *iskrowe* i powstają, gdy atom uległ najpierw zwykłej, podwójnej, potrójnej i t. d. jonizacji, a następnie jeden z pozostałych elektronów zewnętrznych odgrywa rolę elektronu wędrującego. Przy powstaniu widm iskrowych biorą więc udział 2, 3 i t. d. elektrony. Otóż Wenzel wychodzi z następującego hipotetycznego założenia. Widzieliśmy, że prążki K powstają wtedy, gdy z warstwy K zostaje wyrwany jeden z dwu elektronów. Może się wszakże zdarzyć, że z *atomu zostają usunięte jednocześnie dwa, trzy i t. d. elektrony*, np. oba elektrony warstwy K lub tylko jeden z nich i jeden z innych warstw, np. z warstwy L. Mogą być również odrazu usunięte trzy elektrony, np. dwa z warstwy K i jeden z innej warstwy; możliwe są też inne kombinacje. Biorąc pod uwagę pewną aczkolwiek daleką analogję z widmami iskrowemi w dziedzinie optycznej, Wenzel nazywa widma otrzymywane w tych wypadkach, *iskrowemi widmami röntgenowskiemi*. Energja dowolnego poziomu nie jest jednakowa w przypadku wyrywania jednego, dwóch, trzech i t. d. elektronów z atomu. Oczywista, że i częstości drgań otrzymuje się przytem niezupełnie jednakowe, a to, jak dowiódł Wenzel, dość dobrze tłumaczy powstawanie prążków, nie odpowiadających wyżej podanemu najprostszemu schematowi.

Wszystko co zostało powiedziane w niniejszym § odnosi się do widm röntgenowskich prążkowych, t. j. do promieniowań charakterystycznych, których długości fali zależą od materjału antikatody. W § 1 mówiliśmy o *promieniach o widmie ciągłem*, które powstają przy mniejszych prędkościach elektronów, niż promienie charakterystyczne, i które dają widmo ciągłe (lub „białe"), mające *wyraźną granicę* od strony większych częstości. Im większa jest prędkość V elektronów, tem bardziej naprawo granica ta się znajduje, t. j. dla fal tem krótszych. W 1916 r. wykryto następującą prostą zasadę: *iloczyn* napięcia V pomiędzy katodą i antikatodą lub, co na jedno wychodzi, *prędkości elektronów w woltach przez długość fali granicy widma ciągłego jest wielkością stałą niezależną od materjału antikatody.* Oznaczmy długość fali dowolnego promieniowania przez λ, długość fali granicy widma ciągłego, która jest najmniejszą długością fali promieniowania, wywołanego przez uderzenie elektronów o prędkości V, przez λ_0. Przytoczoną zasadę wyraża więc prosta zależność:

$$V\lambda_0 = 12{,}345 \tag{4}$$

jeżeli V jest wyrażone w *kilowoltach*, długość fali zaś w $\mathring{A}$. Związek ten łatwo wyprowadzić na podstawie następującego *wyjaśnienia mechanizmu powstawania widma ciągłego promieni röntgenowskich.* Gdy elektron uderza o powierzchnię antikatody, zostaje on zatrzymany i całkowita energja kinetyczna jego ruchu znika. Pewna drobna jej część przekształca się w jeden kwant $h\nu$ energji promienistej, reszta zaś w inną formę energji, a mianowicie w ciepło; wiadomo bowiem, że antikatoda silnie się rozgrzewa, gdy trafiają w nią promienie katodowe. Wartość tej części, która ulega przemianie w kwant $h\nu$ energji promienistej, może być najrozmaitsza, zależnie od rodzaju uderzenia. Dlatego też *otrzymuje się wszelkie możliwe częstości* ν, t. j. widmo ciągłe promieni. W krańcowym przypadku *całkowita* energja przechodzi w kwant $h\nu$. Otrzymujemy wtedy największą możliwą częstość lub, co jest identycznem, *najmniejszą możliwą długość fali* λ_0. Tak więc krańcowy promień widma ciągłego powstaje wtedy, gdy całkowita energja elektronu, nabyta w drodze od katody do antikatody, ulega przemianie w jeden kwant energji promienistej. Zasada wyrażona w równości (4) została sprawdzona przez wielu uczonych, którzy otrzymali zupełnie zgodne z nią wyniki. Niezależność wielkości λ_0 dla danego V od materjału antikatody była stwierdzona dla platyny, wolframu, rodu, srebra, miedzi, niklu i węgla, t. j. dla pierwiastków o ciężarze atomowym od 195 do 12 oraz dla pewnych stopów. Prążki widma charakterystyczne-

go w chwili ich powstania nakładają się na tło widma ciągłego; dowodzi to, że dla większych V, gdy następuje wyrywanie elektronów z wewnętrznych warstw elektronowych atomów antikatody, część elektronów promieni katodowych *ulega zahamowaniu, nie powodując wyrywania. Całkowita energja całego widma ciągłego* rośnie proporcjonalnie do kwadratu napięcia V lub proporcjonalnie do czwartej potęgi prędkości v, wyrażonej w zwykłych jednostkach prędkości, p. § 1.

Równość (4) oraz cały bieg naszych rozumowań wskazuje, że długość fali λ_0, t. j. *położenie ostrej granicy widma ciągłego* promieni röntgenowskich nie zależy zupełnie od materjału antikatody, w którą uderza strumień elektronów, lecz tylko od nabytej przez nie prędkości V w woltach.

Bardzo ciekawem jest zagadnienie *rozkładu energji* w widmie ciągłem Okazuje się, że, poczynając od wyraźnej granicy, natężenie tego widma początkowo szybko rośnie do pewnego maximum, a następnie stopniowo maleje do zera. Oznaczmy przez λ_m długość fali, dla której natężenie widma jest największe. Pierwszy Dauvillier zbadał starannie to zagadnienie i odnalazł, że

$$\lambda_m = 1{,}3\lambda_0. \tag{4,a}$$

Ponieważ λ_0 jest odwrotnie proporcjonalna do V, p. (4), więc (4,a) daje oczywiście:

$$\lambda_m V = Const. \tag{4,b}$$

Równość ta wskazuje, że położenie najbardziej jasnego miejsca widma ciągłego również nie zależy od materjału antikatody. Dla czytelników, którzy znają zasady teorji ciała doskonale chłonącego, wskażemy analogję, zachodzącą pomiędzy równością (4,b), a zasadą przesunięć W. Wiena (1894). Pierwsza wskazuje, jak *przesuwa się* najjaśniejsza część widma promieni röntgenowskich w zależności od prędkości V elektronów, druga zaś daje zależność położenia maximum natężenia w widmie, ciała doskonale chłonącego od jego temperatury bezwzględnej T:

$$\lambda_m T = Const. \tag{4,c}$$

Rolę temperatury gra w (4,b) prędkość elektronów. Analogja ta nasunęła uczonym myśl, że w widmie ciągłem röntgenowskiem energja jest wogóle rozłożona tak, jak w widmie ciała doskonale chłonącego. Pogląd ten okazał się jednak niesłuszny. *Całkowita energja J*, zawarta w całem widmie ciągłem röntgenowskiem, wyraża się wzorem:

$$J = CiV^2Z, \tag{4,d}$$

gdzie i jest natężeniem prądu w lampie röntgenowskiej, Z — liczbą porządkową (rozdz. II, § 2) pierwiastka na antikatodzie, C — spółczynnikiem proporcjonalności. Widzimy, że całkowita energja J rośnie proporcjonalnie do V^2, natomiast całkowita energja, emitowana przez ciało doskonale chłonące rośnie zgodnie z prawem Stefana (1879) proporcjonalnie do czwartej potęgi temperatury bezwzględnej. Znając energję, której nośnikiem jest strumień elektronów (wynosi ona $i\,V$), możemy łatwo znaleźć t. zw. *spółczynnik działania użytecznego* lampy röntgenowskiej, t. .j tę część zużytej w niej energji poruszających się elektronów, która przechodzi w energję promieni röntgenowskich. Oznaczmy ją przez d; wynosi ona:

$$d = C\,V\,Z \tag{4,e}$$

Pomiary dają na C około 5.10^{-7} (jedna dwumiljonowa). Stąd wynika, że spółczynnik działania użytecznego lampy röntgenowskiej jest wogóle bardzo mały, nie przekraczając paru tysięcznych części.

Najnowsze badania ustaliły, że równość Dauvillier'a (4,a) jest w zasadzie słuszna, lecz liczbę 1,3 należy zastąpić przez 1,5. Okazało się dalej, że spółczynnik C w równości (4,e) powinien być (prawdopodobnie) zmniejszony prawie o połowę, t. j. do $2{,}9.10^{-7}$.

§ 4. Poziomy energetyczne. Systematyka promieni Röntgena.

W rozdz. IV, § 5 wzmiankowaliśmy o poziomach energetycznych, przyczem każdej podgrupie odpowiadał jeden poziom. Oznaczenia podgrup podane w tabl. 5 mogą również służyć do oznaczania odpowiednich poziomów. *Ogólna liczba poziomów energetycznych w warstwach od K do P włącznie wynosi 24*, jak to wynika z tabl. 6; tabl. 5 zawiera tylko pierwsze 16. Dokładne wyznaczenie wszystkich poziomów dla wszystkich pierwiastków stanowi zagadnienie dużej wagi, które można uważać za w znacznej mierze rozwiązane w czasach ostatnich. Poziomy energetyczne scharakteryzować można różnemi wielkościami, wyrażającemi ich miarę. Zgodnie z definicją, każdemu poziomowi energetycznemu odpowiada określona wartość energji atomu J. Przepiszmy ponownie zasadnicze równanie (2):

$$h\nu = J_1 - J_2 \tag{5}$$

J_1 i J_2 są tu wartościami energji dwu poziomów, ν — częstością drgań promieniowania wysyłanego przy spadaniu elektronu z pierwszego poziomu na drugi. Wyznaczenie poziomów stało się możliwe jedynie dzięki starannemu zbadaniu widm röntgenowskich, t. j. *określeniu długości fali wszystkich występujących w nich prążków.* Zobaczymy niżej, w jaki sposób dokonywamy odnośnych pomiarów, liczby zaś przytoczone w § 1 dają pojęcie o ogromnym stopniu dokładności, przy tem osiąganym.

Odpowiadająca dowolnemu poziomowi energja J wyznaczona jest przez ilość energji, którą należy zużyć, celem przeniesienia jednego elektronu z tego poziomu nazewnątrz atomu. Gdy promienie röntgenowskie powstają dzięki uderzeniom elektronów promieni katodowych, wówczas energja ta równa się energji kinetycznej uderzającego elektronu, i dlatego

TABLICA 9.

	K	L_{22}	M_{33}	N_{44}
Uran 92	115,0	21,7	5,54	1,44
Rtęć 80	82,9	14,8	3,57	0,82
Wolfram 74	69,3	12,1	2,81	0,59
Bar 56	37,4	5,99	1,29	0,25
Cyna 50	29,1	4,49	0,88	0,13
Cyrkon 40	18,0	2,51	0,43	0,05
Brom 35	13,5	1,77	—	—
Cynk 30	9,65	1,20	—	—
Wapń 20	4,03	—	—	—
Sód 11	1,07	—	—	—

charakterystyką poziomu energetycznego może być prędkość elektronu. Wielkość V jest napięciem (różnicą potencjałów) pomiędzy katodą i antikatodą, które wywołuje równoczesne pojawienie się wszystkich promieni röntgenowskich, odpowiadających danemu poziomowi energetycznemu. Mierząc V, znaleźlibyśmy v, a więc i żądaną energję J, równą energji kinetycznej elektronu, poruszającego się z prędkością v. Z mechaniki elementarnej wiemy, że energja ta równa się $\frac{1}{2}mv^2$, gdzie m jest masą elektronu. Jednak ten sposób wyznaczenia J jest praktycznie nieużyteczny, ponieważ dokładny pomiar wartości V jest bardzo trudny i prócz tego dla warstwy L, M i t. d. różnice energij różnych poziomów tej samej warstwy zaobserwowano dotychczas jedynie w warstwie L dla platyny. Wartości V są obecnie znane dla wszystkich poziomów, otrzymano je jednak drogą *rachunków,* mając wyznaczone na innej drodze J. S i e g b a h n po-

daje tablicę wartości V dla poziomu K i dla najwyższych poziomów L_{22}, M_{33} i N_{44} warstw L, M i N, z której wyjmujemy kilka tylko liczb; dają one w *kilowoltach* prędkość elektronu, który podczas zderzenia może usunąć elektron z danego poziomu poza obręb atomu (p. tabl. 9).

Widzimy, jak szybko zmniejsza się energja danego poziomu, gdy przechodzimy do atomów lżejszych, t. j. malejących liczb porządkowych, podanych w tablicy (od 92 do 11). Energja zmniejsza się również szybko, gdy w tym samym atomie przechodzimy z jednego poziomu na drugi w kierunku peryferji atomu.

Poziom energetyczny J może być scharakteryzowany pewną częstością drgań ν_i, lub odpowiadającą jej długością fali λ_i. Istotnie, gdy elektron spada z peryferji atomu na dany poziom, wówczas atom traci energję J, wzamian której powstaje jeden kwant $h\nu_i$ energji promienistej; te właśnie częstości ν_i charakteryzują poziom energetyczny. Związek pomiędzy V a λ_i wyraża równość, p. (4),

$$V\lambda_i = 12340, \tag{6}$$

jeżeli V jest dane w *woltach*, a λ_i w $\mathring{A}$. Wyobraźmy sobie, że elektron spada na dany poziom z poziomu *najbliższego powierzchni atomu.* Jasną jest rzeczą, że powstaje przy tem promień o długości fali λ_m, która nie o wiele tylko przewyższa szukaną λ_i, charakteryzującą dany poziom. Lecz λ_m jest długością fali *najtwardszego promienia* tej grupy, którą otrzymujemy przy wyrwaniu elektronu z danego poziomu. Możemy zamiast λ_i wziąć λ_m, wtedy (6) daje możność obliczenia wielkości V. W ten sposób zostały też znalezione wartości V wyżej przytoczonej tabelki.

W rozdz. IV, § 8 wprowadziliśmy pojęcie *wyrazów widmowych:* częstość drgań równa jest różnicy dwu wyrazów, charakteryzujących dwie orbity, pomiędzy któremi następuje przejście elektronu. W teorji promieni röntgenowskich jest również mowa o wyrazach widmowych, przyczem *każdy poziom energetyczny jest scharakteryzowany właściwym sobie wyrazem widmowym,* różnica zaś wyrazów dwu poziomów określa częstość drgań promieniowania, powstającego przy przejściu elektronu pomiędzy temi poziomami. Istnieje jeszcze kilka sposobów wyznaczania poziomów energetycznych; jeden z najbardziej interesujących i ważnych poznamy nieco niżej, gdy będzie mowa o pochłanianiu promieni röntgenowskich.

W § 3 mówiliśmy, że *systematyka promieni röntgenowskich polega na wyznaczeniu dla każdego z tych promieni dwu poziomów energetycznych,* pomiędzy któremi odbywa się przejście wzbudzającego dane promieniowanie elektronu; inaczej mówiąc, jest to zagadnienie znalezienia *racjonal-*

nego oznaczania promieni röntgenowskich, które zostało rozpatrzone w § 3. Zagadnienie to można w chwili obecnej uważać za rozwiązane. Jako przykład przytoczymy wyniki dla promieniowań grupy K, gdzie mamy *cztery główne prążki*. Podamy ich oznaczenia według Sommerfelda oraz według Siegbahna, a następnie wynik dokonanej systematyki, t. j. oznaczenia *racjonalne*, przyczem strzałki opuszczamy (p. § 3):

Sommerfeld	α'	α	β	γ
Siegbahn	α_2	α_1	β_1	β_2
Oznaczenia racjonalne	$L_{21}K$	$L_{22}K$	$M_{22}K$	$N_{22}K$

Pozostałe słabsze prążki (satelity) należą do widma iskrowego, o którem była mowa w § 3. *Systematyka promieni L* jest w całości przeprowadzona dla 21 prążków. Przytoczymy jedynie kilka przykładów dwójek. *Do dwójek pierwszego rodzaju* należą (przejście z jednego określonego poziomu na dwa poziomy warstwy L):

TABLICA 10.

$M_{32}\,L_{22}$	$N_{32}\,L_{22}$	$O_{32}\,L_{22}$	$M_{11}\,L_{22}$	$N_{11}\,L_{22}$	$O_{11}\,L_{22}$
$M_{32}\,L_{11}$	$N_{32}\,L_{21}$	$O_{32}\,L_{21}$	$M_{11}\,L_{21}$	$N_{11}\,L_{21}$	$O_{11}\,L_{21}$

Mamy tu sześć dwójek o jednakowej różnicy częstości, która jest określona przez różnicę poziomów energetycznych L_{22} i L_{21}, p. równ. (3). Również w *grupie M* systematyka jest przeprowadzona dla 13 prążków. Mamy tu dwójki pierwszego rodzaju, dla których różnica częstości określona jest przez różnicę energji poziomów M_{22} i M_{21}:

$N_{32}M_{22}$	$O_{32}M_{22}$	$N_{11}M_{22}$
$N_{32}M_{21}$	$O_{32}M_{21}$	$N_{11}M_{21}$

W *grupie N* wykryto po 5 prążków dla uranu i toru i jeden dla bizmutu. Pochodzenie tych promieni jest następujące:

$$P_{22}N_{11} \qquad O_{22}N_{11} \qquad O_{22}N_{21} \qquad P_{11}N_{22} \qquad O_{33}N_{22}.$$

Niejednokrotnie powstawało zagadnienie istnienia *promieni röntgenowskich* jeszcze twardszych, niż promienie grupy K. W porządku alfabetycznym należałoby je nazwać promieniami *grupy J*. Jednakże promie-

nie takie nie zostały wykryte. Gdyby te promienie istniały, musiałyby powstawać w warstwie elektronowej, jeszcze bliższej jądra, niż warstwa *K*. Lecz teorje budowy atomów oraz powstawania widm prążkowych prowadzą zgodnie do wniosku, że warstwa *K* jest najbliższa jądra atomowego i że warstwa *J*, któraby dawała promienie *J*, nie istnieje. Nie ulega więc wątpliwości, że *promienie K są najtwardsze z pośród promieni röntgenowskich*. Istnieją promienie jeszcze twardsze (promienie gamma i promienie Hessa, p. rozdz. III, § 1), lecz są one zupełnie innego pochodzenia, niż promienie Röntgena; wrócimy do nich jeszcze w dalszym ciągu (rozdz. XII).

§ 5. Pochłanianie promieni röntgenowskich. Przejście do promieni nadfiołkowych.

Przejdziemy obecnie do zagadnienia *pochłaniania promieni röntgenowskich* podczas przejścia przez warstwę dowolnego ciała. Okazuje się, że nie istnieje *widmo prążkowe pochłaniania, któreby było zgodne z widmem emisyjnem tego samego ciała*. Tłumaczymy ważny ten fakt w sposób analogiczny, jak niewystępowanie pewnych widm absorbcyjnych w gazach i parach, które daliśmy w rozdz. IV, § 9. Przypuśćmy, że na płytkę padają promienie röntgenowskie, dające widmo ciągłe. Widzieliśmy, że promień röntgenowski powstaje wtedy, gdy pod wpływem oddziaływania zewnętrznego elektron zostaje wyrzucony z dowolnej warstwy *A* poza obręb atomu. Usunięty w ten sposób elektron nie może się zatrzymać w warstwach środkowych, wszystkie bowiem miejsca są w nich zajęte przez elektrony. Jego miejsce w warstwie *A* zajmuje następnie elektron jednej z wyżej położonych warstw *B*, przyczem powstaje kwant $h\nu$ promienia röntgenowskiego o częstości ν lub długości fali λ. Gdy teraz przez to samo ciało przejdą promienie röntgenowskie, zawierające promień o długości fali λ, wtedy kwant tego promienia nie może zostać zużyty na podniesienie elektronu z warstwy *A* do warstwy *B*, ponieważ ta ostatnia jest zapełniona; wynika stąd, że promień o długości fali λ nie może być pochłonięty przy przejściu przez dane ciało, a więc odpowiednie widmo pochłaniania nie wystąpi. *Pochłonięte mogą być tylko te promienie, których kwanty są dostatecznie duże, by mogły wyrwać elektron z pewnego dowolnego poziomu energetycznego poza obręb atomu*. Mamy tu do czynienia z przypadkiem szczególnym *zjawiska fotoelektrycznego*, które rozpatrzymy później i które polega na wyrywaniu elektronów z atomów pod

wpływem *energji promienistej*, t. j. w tym wypadku pierwotnych promieni röntgenowskich. Oznaczmy, jak wyżej, przez λ_i długość fali promienia, którego kwant może właśnie podnieść elektron z danego poziomu do zewnętrznej strefy atomu. Jasną jest rzeczą, iż kwanty wszystkich promieni, których długość fali λ jest *mniejsza* od λ_i, nietylko podniosą elektron do zewnętrznej strefy atomu, lecz również udziela mu pewnej prędkości, z którą też wyleci on z atomu. Wynika stąd, że *wszystkie promienie, których długości fali* λ *są mniejsze, a w przypadku granicznym równe* λ_i *muszą być przez dane ciało pochłaniane*. W ten sposób staje się jasnem, że przy przejściu promieni röntgenowskich, dających widmo ciągłe przez warstwę danego ciała, powstać musi *ciągłe pasmo pochłaniania*, którego krawędź od strony fal dłuższych znajduje się dokładnie przy długości fali λ_i, charakteryzującej dany poziom energetyczny i dającej na podstawie równ. (6), wartość V. Jeżeli fotografujemy widmo promieniowania, które przeszło przez płytkę, to *krawędź pasma pochłaniania niejako bezpośrednio unaocznia poziom energetyczny*. Wszystkie promienie, dla których długość fali λ jest większa od λ_i, nie mogą podnieść elektronu choćby tylko do strefy zewnętrznej atomu; przechodzą one swobodnie poprzez warstwę ciała badanego, jeśli pominąć częściowe rozproszenie promieni wewnątrz ciała.

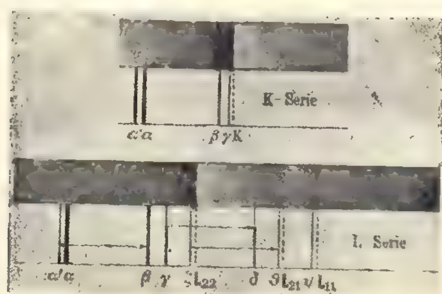


Fig. 8.

Na fig. 8 mamy *schemat* takiej fotografji widma pochłaniania. Górna część odnosi się do grupy K, dolna — do grupy L. Długości fali maleją w kierunku od lewej ku prawej stronie tak, że należy sobie wyobrazić dolną część rysunku daleko z lewej strony górnej. Fotografja jest przedstawiona tak, jak się ją zwykle bezpośrednio otrzymuje; to znaczy, że miejsca ciemne odpowiadają promieniom, które przeszły przez płytkę, zaś jasne — pasmom pochłaniania, które znajdują się z *prawej* strony krawędzi, wyznaczających długość fali λ_i. Na fig. 8 zaznaczono poziomy energetyczne K, L_{11}, L_{21} i L_{22}, podano tu położenia prążków odpowiednich grup, oznaczone literami greckiemi (według S o m m e r f e l d a). Widać wyraźnie, że długość fali λ_m (p. wyżej) najtwardszego promienia danej grupy jest nie o wiele dłuższa od długości fali λ_i. Tak np. w grupie K najtwardszy promień γ (według S i e g b a h n a β_2, symbol racjonalny $N_{22}K$) znajduje się bardzo blisko krawędzi pasma pochłaniania. Krawędź

ta niezawsze jest wyraźna. Szczególnie dla lekkich pierwiastków ma ona czasem „budowę" złożoną: można w jej bezpośrednim sąsiedztwie dostrzec szereg ciemniejących prążków. Kossel wytłumaczył w 1920 r. pochodzenie tych prążków tem, że elektron wyrwany np. z warstwy K może zatrzymać się na jednej z „orbit dozwolonych", znajdujących się poza obrębem atomu. Dalsze zbadanie struktury krawędzi pasma pochłaniania doprowadziło do doniosłego, lecz dotychczas jeszcze niezupełnie wyjaśnionego odkrycia. Przypuszczano mianowicie do niedawna, że widmo röntgenowskie jest zjawiskiem czysto *atomowem*. Oznacza to, że otrzymujemy widmo röntgenowskie danego pierwiastka niezależnie od rodzaju pokrywającego powierzchnię antikatody związku chemicznego, w którym dany pierwiastek jest zawarty. Tak np. jest rzeczą zupełnie obojętną, czy antikatoda składa się z czystej miedzi, lub też dowolnego innego metalu pokrytego warstwą tlenku miedzi, chlorku miedzi, siarczku miedzi, lub innego związku chemicznego, który zawiera jeden lub kilka atomów miedzi. Badanie struktury krawędzi pasma pochłaniania dowiodło, że przytoczone podstawowe założenie röntgenologji jest fałszywe: *widmo röntgenowskie danego pierwiastka znajduje się w pewnej zależności od rodzaju związku chemicznego, zawierającego ten pierwiastek.* Okazuje się, że wspomniana struktura, a nawet położenie krawędzi pasma nie są jednakowe dla różnych związków tego samego pierwiastka. W przypadku ogólnym można zauważyć obok krawędzi prócz pasm, znajdujących się z obu stron teoretycznej krawędzi jeszcze wąski *biały* prążek, przypadający ściśle na miejsce tejże. Badania różnych związków *chloru* i *siarki* dowiodły, że zamiast jednej krawędzi otrzymujemy jakby dwie, które przesuwają się w stronę fal krótkich w miarę, jak wzrasta wartościowość atomu w związkach (atom chloru bywa np. jedno-, pięcio i siedmiowartościowy). Dla fosforu okazuje się, że biały, czerwony i czarny fosfór dają nieco różne położenia krawędzi pasma pochłaniania.

Związek z wartościowością nie występuje tak wyraźnie w innych pierwiastkach, częściowo też np. w siatce, której połączenia organiczne i nieorganiczne nawet przy tej samej wartościowości dają niejednakowe położenia krawędzi pasma pochłaniania. Wykazano, że biały prążek należy do czystego pierwiastka, wydzielającego się ze związku pod wpływem przechodzących przezeń promieni röntgenowskich. Zbadano ogółem 12 różnych pierwiastków, przyczem wykryto we wszystkich wpływ rodzaju związku chemicznego, w wielu zaś przypadkach widoczną zależność od wartościowości. Okazuje się, że nietylko widmo ciągłe, lecz i *widmo prążkowe* pierwiastka zależy od rodzaju związku chemicznego, np. odległość

między dwoma prążkami pewnych dwójek jest niejednakowa w różnych związkach chloru i w różnych solach *potasu.*

Wspominaliśmy o próbie K o s s e l'a wytłumaczenia zależności widma promieni röntgenowskich od związku chemicznego. Inne tłumaczenie podaje D. C o s t e r (1924), według którego w atomie, zawartym w związku chemicznym, *orbity elektronowe* ulegają *zakłóceniu*, co też powinno wpływać zarówno na pochłanianie jak i emisję promieni röntgenowskich. Jednakże nie można jeszcze tego interesującego zagadnienia uważać za definitywnie rozstrzygnięte.

Widmo *nadfiołkowe* zostało zbadane, jak widzieliśmy, do długości fali 136 Å, *promienie röntgenowskie* zaś były niewątpliwie obserwowane do 24 Å. Pozostaje odstęp mniej więcej 2½ oktawy. W *chwili obecnej można ten odstęp uważać za całkowicie wypełniony*, ponieważ różnemi, jakkolwiek pośredniemi metodami, udało się dowieść istnienia wielkiej liczby promieniowań, pośrednich pomiędzy promieniami nadfiołkowemi i röntgenowskiemi. Powstaje tu ciekawe zagadnienie, *co należy rozumieć, gdy mowa o promieniach röntgenowskich*, t. j. czy można ustalić pewnego rodzaju granicę promieni röntgenowskich od strony fal długich. Przypomnijmy, że promienie K były obserwowane od uranu do sodu ($Z = 11$), promienie L — do wanadu ($Z = 23$, T h o r ä u s, 1926, p. § 2), a promienie M do dysprozu ($Z = 66$). Przypomnijmy pozatem, że warstwa elektronowa K jest skończona już w atomie helu (2), tak, że począwszy od litu (Li, 3), można ją uważać za *wewnętrzną;* warstwa L jest skończona dla neonu (10) i staje się wewnętrzną, począwszy od sodu (Na, 11); warstwa M jest skończona w pierwszej nadbudówce dla argonu (18) i staje się wewnętrzną, począwszy od potasu (19); wreszcie warstwa N staje się wewnętrzną dla rubidu (37). Byłoby więc rzeczą naturalną nazywać röntgenowskiemi wszystkie promienie, które otrzymuje się w wyniku wyrywania elektronu z dowolnej warstwy wewnętrznej, leżącej poniżej niezakończonej warstwy, złożonej z elektronów walencyjnych. W tym przypadku nie obserwowane jeszcze promienie K muszą się znaleźć w pierwiastkach od neonu (10) do litu (3), promienie L — u pierwiastków od tytanu (22) do sodu (11), promienie M u pierwiastków od terbu (65) do potasu (19); wreszcie promienie N muszą istnieć, począwszy od rubidu (37). Wszystkie promienie, które powstają w zewnętrznej warstwie elektronów walencyjnych, należy w tym wypadku uważać za promienie nieröntgenowskie. Jednakże tego rodzaju podział wydaje się sztucznym, i nie można go uważać za ogólnie przyjęty. Niektórzy uczeni mówią nawet o promieniach K, L, M wodoru.

Badanie promieni w dziedzinie pośredniej przeprowadzono metodą wtórnych promieni röntgenowskich, której istota jest następująca. W naczyniu, zastępującem lampę röntgenowską, gaz jest rozrzedzony do najwyższego osiągalnego obecnie stopnia (rzędu jednej miljonowej *mm* rtęci); to też napięcie elektryczne V pomiędzy katodą i antikatodą nie może w tym wypadku wywołać prądu. Gdy jednakże *zastąpimy katodę przez rozżarzony drucik*, który wysyła strumień elektronów w ilości rosnącej ze wzrostem temperatury drucika (p. rozdz. XIV), wówczas napięcie V pędzi elektrony w kierunku antikatody, i otrzymujemy w ten sposób rodzaj analogji do promieni katodowych. Uderzając o powierzchnię antikatody, elektrony te wywołują początkowo promieniowanie röntgenowskie pierwotne o widmie ciągłem, gdy zaś V wzrośnie do pewnej wartości V_i, wtedy nagle powstają promienie charakterystyczne, odpowiadające jednemu z poziomów energetycznych atomów, zawartych w materjale antikatody. Pod wpływem napięcia V płynie przez przyrząd prąd o natężeniu, które oznaczmy przez J, zależnem od temperatury drucika katodowego. Powstające promienie pierwotne, nie przechodząc przez ciało stałe (szkło, kwarc), padają na płytkę metalową, która wysyła elektrony *wtórne. Mierzymy wówczas* przy pomocy choćby czułego elektrometru *natężenie strumienia tych właśnie elektronów, t. j. wtórnego promieniowania katodowego.* W miarę wzrostu napięcia V (prędkości elektronów pierwotnego promieniowania katodowego, uderzających o antikatodę), rośnie natężenie promieni röntgenowskich o widmie ciągłem, a więc również natężenie strumienia elektronów wtórnych. Gdy jednak V osiągnie wartość V_i, wtedy powstaje promieniowanie charakterystyczne, i wzrost energji promieni röntgenowskich zaczyna nagle postępować szybciej. Dotyczy to w tym samym stopniu natężenia strumienia wtórnych elektronów, które oznaczymy przez i, ściśle proporcjonalnego do natężenia prądu J. Biorąc stosunek $i : J$ i kreśląc krzywą, ilustrującą zależność tego stosunku od napięcia V, widzimy, że krzywa ta posiada *wyraźne załamania.* Wartości V, odpowiadające tym załamaniom, są właśnie szukanemi wartościami V, dla których na powierzchni antikatody pojawiają się grupy K, L, M, N promieni röntgenowskich i którym odpowiadają długości fali λ_m (krawędzie widm pochłaniania). W ten sposób można otrzymać długości fal promieni, niewątpliwie bardzo bliskich długości fali λ_m najtwardszych promieni röntgenowskich jednej z grup K, L, M, N.

Pierwsze badania wskazaną metodą przeprowadzili O. M. Richardson i C. B. Bazzoni w 1921 r. Załamanie krzywej dla antikatody pokrytej węglem wystąpiło dla $V_1 = 286$ wolt, co według równ. (6), w której należy przyjąć $V = V_i$, odpowiada $\lambda_i = 43{,}4\ \mathring{A}$. Autorzy przy-

puszczają, że mieli tu do czynienia z *promieniowaniem K dla węgla* ($Z = 6$). Antikatoda z molibdenu ($Z = 42$) dała załamania krzywej dla $V_i =$ 356 wolt, t. j. $\lambda_i = 34{,}8$ Å, co może odpowiadać jednemu z prążków grup *M* promieni röntgenowskich. Kurth (1921) zbadał szereg substancyj i znalazł następujące wartości dla λ_i w Å:

Promieniowanie *K:* węgiel 42,6 tlen 23,8.

Promieniowanie *L:* węgiel 375; glin 100; krzem 82,5; żelazo 16,3; miedź 12,3.

Promieniowanie *M:* glin 326; żelazo 54,3; miedź 41,6.

Promieniowanie *N:* żelazo 247, miedź 116.

Widzimy, że liczby te wkraczają daleko w dziedzinę już zbadanego krańcowego nadfioletu, który sięga 136 Å. Po 1921 r., szczególnie zaś począwszy od 1924 r., wykonano bardzo wiele badań opisaną metodą.

Prace te w zupełności wypełniają lukę pomiędzy promieniami röntgenowskiemi i nadfiołkowemi. Ujemna ich strona polega na tem, że określają one granice λ_i wzbudzenia promieni röntgenowskich *K, L, M, N,* lecz *nie długości fali tych promieni, choćby najtwardszych* λ_m. Wiemy jedynie, że λ_m jest nieco większe od λ_i, które jak mówiliśmy, wyznacza się drogą obserwacji strumienia elektronów wtórnych. Okazuje się jednak, że *można wyznaczyć długość fali promieni röntgenowskich, jeżeli zmierzyć prędkość elektronów wtórnych.* Pomiar ten jednak nie może być wykonany z taką dokładnością, by można było odróżnić poszczególne prążki grup *K, L, M.* Musimy zadowolić się wyznaczeniem jednej długości fali λ, charakteryzującej tylko jedną z grup. W ten sposób P. S. Łukirskij (Leningrad) znalazł dla węgla promieniowanie *K* przy 48,9 Å, dla glinu promieniowanie *L* przy 154 Å i promieniowanie *M* przy 112 Å. Przyrząd o nieco odmiennej budowie pozwolił znaleźć promieniowanie λ_i również dla gazów i par.

Inną metodę bezpośredniego pomiaru długości fali w widmie pomiędzy nadfioletem i dziedziną röntgenowską poznamy w § 7 niniejszego rozdziału.

§ 6. Promienie röntgenowskie a kryształy.

Natura nowego rodzaju promieni, wykrytych w 1895 r. przez Röntgena, pozostawała do 1912 nieznaną. Dopiero w tym czasie uczony niemiecki M Laue odkrył zjawiska, zachodzące *przy przejściu promieni röntgenowskich przez* płytkę krystaliczną. Odkrycie Laue'go rozstrzyg-

nęło zagadnienie, wskazując wyraźnie, że promienie röntgenowskie są tylko szczególnym przypadkiem energji promienistej. Odkrycie to spowodowało powstanie dwu obszernych dziedzin nauki, z których jedna dotyczy promieni röntgenowskich, pozwalając przedewszystkiem wyznaczyć długości fali tych promieni oraz ustalić ich systematykę. Równocześnie jednak w sposób niespodziewany nastąpiło jakby „oddziaływanie wzajemne" pomiędzy promieniami röntgenowskiemi a kryształami, a więc rodzaj przysługi oddanej za przysługę. Promienie röntgenowskie spłaciły swój dług wdzięczności w stosunku do kryształów; pozwoliły mianowicie ze swej strony *wykryć wewnętrzną budowę kryształów*, rozstrzygnąć więc zagadnienie rozmieszczenia cząsteczek i atomów w krysztale; otrzymano w tej dziedzinie wyniki zupełnie nowe i niespodziewane. Powstała nowa teorja budowy ciał krystalicznych, która ma już obecnie niesłychanie bogatą literaturę, m. inn. wiele dzieł o charakterze podręczników. W ostatnich czasach nauka o kryształach ulega jeszcze znacznemu rozszerzeniu; promienie röntgenowskie zaczynają bowiem rzucać światło również na budowę ciał bezpostaciowych.

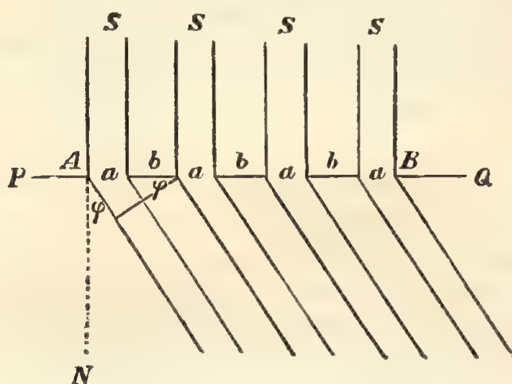


Fig. 9.

Zanim przystąpimy do omówienia istoty odkrycia L a u e'go, musimy pokrótce przypomnieć istotę pojęć interferencji i dyfrakcji. Jeżeli mianowicie dwa promienie wychodzące z tego samego źródła po przebyciu dwu różnych dróg i po rozmaitych odbiciach i załamaniach spotykają się znowu w jednym punkcie, wówczas następuje w tym punkcie składanie obu odpowiadających tym promieniom drgań. Dwa drgania składają się przytem w jedno o amplitudzie, która może być bardzo różna. Gdy np. oba drgania mają w każdej chwili jednakowy kierunek, wówczas otrzymujemy jedno drganie o amplitudzie podwojonej, t. j. o większem natężeniu. Jeżeli zaś drgania mają kierunki przeciwne, wówczas znoszą się one wzajemnie, następuje brak jakiegokolwiek ruchu, t. j. zupełny spoczynek. Możliwe są oczywiście najrozmaitsze przypadki pośrednie. Tego rodzaju składanie drgań dwu promieni nazywa się *interferencją*. Są również wypadki bardziej skomplikowane, gdy cały *pęk promieni* zbiera się w jednym punkcie, przyczem części składowe pęku przechodzą niejednakowe drogi od źró-

dła drgań do punktu, w którym następuje składanie drgań wszystkich promieni. I w tym wypadku wynik składania wszystkich drgań może być bardzo różny zależnie od położenia punktu, w którym składanie się odbywa, a zjawisko otrzymane nosi nazwę *uginania dyfrakcji*. Szczególnie doniosły jest przypadek t. zw. *siatki dyfrakcyjnej*, składającej się z szeregu równoległych szczelin. Na fig. 9 mamy przekrój takiej siatki *PQ;* litery *a* oznaczają przekroje szczelin, które są prostopadłe do płaszczyzny rysunku, tak więc *a* jest ich szerokością. Litera *b* oznacza odstępy pomiędzy szczelinami, przez które promienie nie przechodzą. *S* są to promienie, które wychodząc z odległego źródła, dochodzą do siatki. W tym przypadku wszystkie szczeliny siatki należy uważać za nowe ośrodki drgań, od których rozchodzą się one we *wszystkich kierunkach*. Na fig. 9 mamy uwidocznione pęki promieni, które rozchodzą się ze szczelin w jednym tylko kierunku, równoległe do prostej *BB'*. Za pomocą soczewki dwuwypukłej można je zebrać w jednym punkcie, w którym natężenie drgań zależeć będzie od kierunku *BB'*. Rachunek daje wynik następujący: jeżeli szczeliny są wąskie, a liczba ich bardzo wielka, wówczas *w pewnych określonych kierunkach rozchodzą się od siatki jasne promienie;* natomiast w kierunkach pośrednich drgania zupełnie rozchodzić się nie będą.

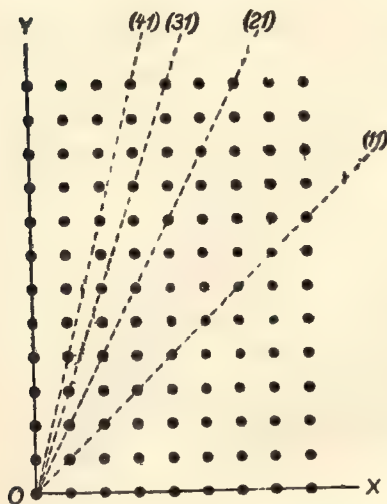


Fig. 10.

Przypuśćmy, że mamy do czynienia z widzialnemi lub niewidzialnemi promieniami energji promienistej. Z rachunków matematycznych wynika, że *wyznaczenie kierunku idących od siatki promieni o dużem natężeniu pozwala obliczyć długość fali promieniowania, padającego na siatkę.* Prócz siatek dyfrakcyjnych (przezroczystych) są jeszcze inne, które noszą nazwę *odbijających*. Wyobraźmy sobie mianowicie płytkę metalową o polerowanej powierzchni, na której zapomocą ostrza nakreślono cały szereg bardzo cienkich i bliskich rys, oddzielonych od siebie wąskiemi gładkiemi pasemkami, które stanowią siatkę. Jeżeli na tę płytkę padają np. promienie świetlne, wówczas ulegają one bezładnemu rozproszeniu przez rysy. Wszystkie zaś punkty pasków gładkich stają się ośrodkami nowych, rozchodzących się na wszystkie strony drgań. Rachunek wskazuje, że nie jest to przypadek zwykłego odbicia, które odbywa się zgodnie ze znanemi

prawami, lecz że od powierzchni siatki rozchodzi się szereg promieni w kierunkach, stanowiących różne kąty z normalną do powierzchni siatki. Mierząc te kąty, można obliczyć długość fali promieni, które padają na siatkę.

Krystalografja przypisywała oddawna kryształom *budowę złożoną siatki przestrzennej, w której węzłach umieszczone są cząsteczki danej substancji.* Siatki takie otrzymuje się w przypadku trzech wzajemnie przecinających się układów płaszczyzn, w każdym układzie równoległych do siebie i znajdujących się w równych odległościach, w ogólnym przypadku niejednakowych dla każdego układu. Wszystkie te płaszczyzny dzielą przestrzeń na jednakowe części w kształcie równoległościanów. W przypadku szczególnym, gdy we wszystkich trzech wzajemnie do siebie prostopadłych układach płaszczyzn wzajemne ich odległości są jednakowe, równoległościany przechodzą w sześciany, i siatka staje się *sześcienną.* Wierzchołki równoległościanów, a w wypadku szczególnym — sześcianów, t. j. punkty przecięcia wszystkich trzech płaszczyzn, należących do trzech różnych ich układów, są właśnie węzłami siatki, w których, jak przypuszczano, mieszczą się cząsteczki. W każdej siatce przestrzennej można przeprowadzić *płaszczyzny, szczególnie gęsto usiane węzłami.* Weźmy siatkę sześcienną, w której wszystkie płaszczyzny wszystkich trzech wzajemnie prostopadłych układów płaszczyzn grają zupełnie jednakową rolę. Jedną z nich bierzemy za płaszczyznę rysunku (fig. 10); węzły są oznaczone kropkami. Dzielą one płaszczyznę na kwadraty, będące ścianami sześcianów, w których wierzchołkach znajdują się węzły siatki przestrzennej. Dwie płaszczyzny, przecinające płaszczyznę rysunku wzdłuż prostych X i Y i do niej prostopadłe, oraz sama płaszczyzna rysunku należą do trzech głównych układów płaszczyzn; spotykają się one w węźle O. Te trzy płaszczyzny i wszystkie do nich równoległe, należące do trzech układów płaszczyzn, są najgęściej usiane węzłami. Na fig. 10 (p. str. 153) podane są linje przecięcia płaszczyzn rysunku z czterema płaszczyznami (1,1), (2,1), (3,1) i (4,1), które są stosunkowo gęsto w stopniu coraz bardziej malejącym usiane węzłami, tworzącemi na nich prawidłową siatkę. Płaszczyzny te nazywamy z tego względu *siatkowemi.*

Celem poznania natury promieni röntgenowskich, kierowano je na zwykłą siatkę dyfrakcyjną, nie zdołano jednak otrzymać wyżej opisanego zjawiska. Wniosek z tego mógł być dwojaki: albo przypuszczenie, że promienie röntgenowskie są szczególnym przypadkiem rozchodzenia się ruchu drgającego jest fałszywe, albo też, że długość ich fali jest bardzo mała w stosunku do szerokości szczeliny siatki dyfrakcyjnej. W przypuszczeniu, że zachodzi raczej ta druga ewentualność, L a u e wpadł na pomysł *skorzy-*

stania z kryształów, jako tej naturalnej dyfrakcyjnej siatki przestrzennej, którą nam daje w postaci gotowej przyroda. Pierwsze doświadczenie wykonali Knipping i Friedrich (1912). Używali oni płytki krystalicznej z błyszczu ołowianego, który należy do sześciennego układu kryształów. Za kryształem umieszczonym prostopadle do promieni röntgenowskich znajduje się płyta fotograficzna. Gdy promienie przechodzą przez kryształ, wówczas cząsteczki materjalne, znajdujące się w węzłach siatki przestrzennej, stają się nowemi centrami, z których rozchodzą się promienie röntgenowskie. Na każdy punkt powierzchni płyty fotograficz-

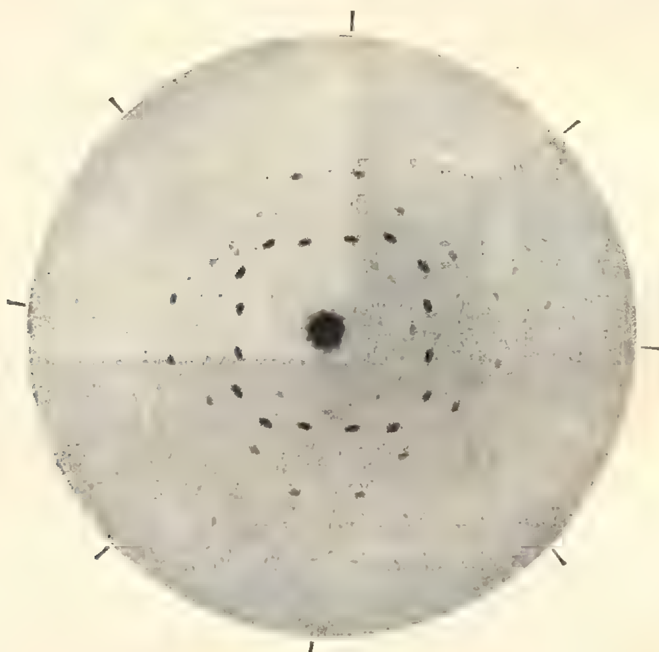


Fig. 11

nej padają promienie, wychodzące z niezliczonej liczby węzłów siatki przestrzennej. Laue udowodnił metodami analizy matematycznej, że wszystkie te promienie ulegają interferencji i muszą w pewnych punktach płyty fotograficznej wywołać intensywne oddziaływanie, w innych zaś bardzo słabe lub żadne. Na fig. 11 mamy zdjęcie otrzymane zapomocą płytki z błyszczu ołowianego. Czarną plamę w środku wywołują promienie, które przeszły przez kryształ prostopadle do jego ścianek. Pozostałe plamki znajdują się w miejscach, gdzie współdziałanie promieni, wychodzących z węzłów siatki krystalicznej, jest maksymalne. Tego rodzaju zdjęcia noszą

często nazwę *diagramów L a u e'go*. Badania matematyczne wykazują, że *z rozkładu plam na tych diagramach można obliczyć długość fali promieni röntgenowskich*. Przytem jednak *muszą być znane* geometryczne wymiary siatki przestrzennej, t. j. wzajemne odległości jej węzłów. Dla siatki sześciennej *wystarczy znajomość krawędzi sześcianu, t. j. odległości dwu sąsiednich węzłów*, którą oznacza się zwykle przez *d*, i mierzy się w *Å*.

Dwóch uczonych angielskich W. G. B r a g g i W. L. B r a g g (ojciec i syn) oraz jednocześnie G. W. W u l f (Moskwa) podali inne wytłumaczenie powstawania diagramu L a u e'go *umożliwiając tem samem dogodny pomiar długości fali promieni röntgenowskich* i wskazując jednocześnie nową drogę badania budowy materji. Zresztą B r a g g - ojciec pisze, że pomysł zasadniczy należy do syna; cała zaś dalsza praca została wykonana przez nich wspólnie. Myśl ta polega na tem, że *diagram L a u e'go powstaje wskutek odbicia promieni röntgenowskich od płaszczyzn siatkowych*, szczególnie gęsto usianych węzłami siatki przestrzennej, t. j. punktami, które stanowią nowe źródła promieni. Z tego względu badania B r a g g'ów dotyczyły nie *przejścia promieni röntgenowskich przez płytkę krystaliczną, lecz odbicia ich od jej powierzchni*. Przypuśćmy, że powierzchnia płytki jest płaszczyzną siatkową; ściślej mówiąc, że warstwa powierzchniowa kryształu zawiera niezliczone wzajemnie równoległe płaszczyzny siatkowe, znajdujące się w odległości *d* od siebie. Bardzo proste rozumowanie geometryczne prowadzi do następującego wyniku: załóżmy, że na powierzchnię płytki padają promienie röntgenowskie określonej długości fali, tworząc pewien kąt z powierzchnią płytki; oznaczmy ten kat przez φ. Wówczas wszystkie węzły płaszczyzn siatkowych wysyłają promienie röntgenowskie, które, interferując, składają się na jeden intensywny promień w tym tylko wypadku, gdy długość fali λ promieni badanych, odległość d sąsiednich płaszczyzn siatkowych, oraz kąt φ nachylenia promieni czynią zadość pewnej prostej równości (podajemy ją dla czytelników obeznanych z elementami trygonometrji: $2d \sin \varphi = n\lambda$, gdzie n jest liczbą całkowitą 1, 2, 3 i t. d.).

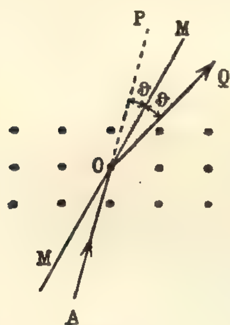


Fig. 12

Na fig. 12 punkty uzmysławiają ponownie węzły siatki przestrzennej: *AOP* to kierunek promienia padającego, zaś OQ — kierunek promienia ugiętego, który wychodzi z kryształu i wywołuje ciemną plamkę

na płytce fotograficznej. Łatwo udowodnić, że *płaszczyzna MM, prostopadła do płaszczyzny wykresu i dzieląca na połowę kąt między OP i OQ, jest płaszczyzną siatkową.* Może nią również być jedna z naturalnych ścian kryształu. Wynika stąd, że *powstanie promienia ugiętego OQ można rozpatrywać jako rezultat odbicia od płaszczyzny siatkowej MM.*

Dla promienia o danej długości fali i dla danego *d* istnieje szereg wartości φ_1, φ_2, φ_3... kąta φ, które dają *promień odbity o znacznem natężeniu.* W tym przypadku mówimy o *odbiciu pierwszego, drugiego i t. d. rzędu;* im wyższy jest rząd odbicia, tem większy jest kąt nachylenia promienia φ. Mamy tu do czynienia z *odbiciem dyfrakcyjnem,* które w swej istocie jest różne od odbicia zwykłego. Jeżeli mianowicie dla kąta φ ulega odbiciu promień o długości fali λ, wówczas dla tego samego kąta φ uległyby odbiciu również promienie o długościach fali $\frac{\lambda}{2}, \frac{\lambda}{3}, \frac{\lambda}{4}$ i t. d. Odbicie dyfrakcyjne następuje przytem nie od jednej płaszczyzny, lecz od układu większej liczby płaszczyzn równoległych, których odległości wzajemne oznaczyliśmy przez *d.* Rozkład węzłów na płaszczyźnie siatkowej, np. ich wzajemne odległości, żadnej roli tu nie odgrywają. Wszystkie węzły całego układu płaszczyzn równoległych i równoodległych uczestniczą jednakowo w utworzeniu promienia „odbitego". Kierunek tego promienia można wyznaczyć zapomocą „kamery jonizacyjnej", w której wywołuje on jonizację gazu lub też, jak to się obecnie zwykle czyni, zapomocą płytki fotograficznej. Mierząc kąt φ i znając wielkość *d*, *możemy łatwo obliczyć długość fali* λ *promienia röntgenowskiego.*

§ 7. Pomiar długości fali promieni röntgenowskich. Załamanie promieni röntgenowskich.

Powiemy teraz słów parę o wpływie badań *promieni röntgenowskich na postępy krystalografji,* i o tem, co dały one nowego i nieoczekiwanego dla zagadnienia budowy kryształów. Nowe fakty zostały wykryte przez B r a g g 'ów, a ich istota polega na następującem. Mówiliśmy poprzednio, że w dawnej teorji budowy kryształów zakładano, iż *cząsteczki* substancji, z której składa się kryształ, znajdują się w węzłach siatki przestrzennej. B r a g g'owie dowiedli (i za to zostali odznaczeni nagrodą Nobla), że *w węzłach znajdują się nie całe cząsteczki, lecz ich części składowe, t. j. poszczególne atomy lub określone grupy atomów.* Ta okoliczność zachodzi jednak tylko w niewielu najprostszych przypadkach. Zazwyczaj pewne atomy lub grupy atomów znajdują się w węzłach siatki

zasadniczej, inne zaś — w określonych miejscach krawędzi, ścian lub wewnątrz obszarów, na które przestrzeń podzielona jest przez siatkę podstawową. Zdumiewające odkrycie B r a g g'ów dowodzi, że w kryształach nie może być mowy o poszczególnych cząsteczkach. *Cały kryształ jest jakby jedną olbrzymią cząsteczką.* W bardzo prostym przypadku soli kamiennej (układ sześcienny oraz ogółem dwa różne atomy) okazuje się, że w węzłach znajdują się nie cząsteczki chlorku sodu, lecz poszczególne atomy sodu i chloru, umieszczone naprzemian. W wierzchołkach sześcianu o krawędzi równej *d* umieszczone są 4 atomy chloru i 4 atomy sodu, przyczem na końcach każdej z 12 krawędzi znajdują się atomy jednoimienne. Najbliższa odległość dwu *jednoimiennych* atomów wynosi *2d*. Na fig. 13 mamy powtórzenie fig. 11; widzimy płaszczyznę siatkową kryształu soli kamiennej, przyczem czarne i białe kółeczka oznaczają odpowiednio atomy sodu i chloru. Już w tym prostym przypadku okazuje się, że płaszczyzny siatkowe są niejednakowe pod względem rodzaju umieszczonych w nich atomów; należy rozróżnić płaszczyzny dwu rodzajów. W płaszczyznach *X*, *Y*, (21) i (41) atomy sodu i chloru są umieszczone naprzemian, natomiast w płaszczyznach (11) i (31) znajdują się tylko jednoimienne atomy. Powstało więc w krystalografji ogromnej wagi *zagadnienie znalezienia zapomocą promieni röntgenowskich rozkładu atomów lub grup atomów w siatce przestrzennej* dla kryształów o dowolnym składzie chemicznym. Jak mówiliśmy, powstała nowa obszerna dziedzina nauki, której nie możemy tu oczywiście rozpatrywać szczegółowo.



Fig. 13

Z powyższego wynika, że celem określenia długości fali λ promieni röntgenowskich należy stosować siatki, dla których *znana jest wielkość d*, a następnie zmierzyć jeden z kątów φ_1, φ_2, φ_3 i t. d. odbicia dyfrakcyjnego promieni badanych.

Widzimy więc, jak *doniosłe znaczenie ma ścisłe znalezienie wielkości d.* Okazuje się jednak, że gdy *d* jest znane dla dowolnie obranego ciała, wówczas łatwo tę wielkość wyznaczyć dla jakichkolwiek in-

nych ciał. Istotnie: przypuśćmy, że ciałem obranem jest sól kamienna, że wartość *d* została dla niej wyznaczona, i że zapomocą płytki tej soli zmierzyliśmy długość fali λ zupełnie określonego promienia, np. promieniowania $K\alpha$ wolframu. Użyliśmy przytem podanego wyżej wzoru, który wiąże wielkości *d*, λ i φ i daje możność obliczenia dowolnej z nich, gdy mamy dwie pozostałe. W tym wypadku znamy *d* dla soli kamiennej, notujemy kąt φ, dla którego otrzymujemy intensywne odbicie i obliczamy długość fali λ. Bierzemy obecnie inny kryształ o jeszcze nieznanem *d*, kierujemy na jego powierzchnię promieniowanie $K\alpha$ wolframu i wyznaczamy kąt φ. Obecnie znamy λ i φ, a zatem ten sam wzór daje szukaną wartość *d*. Na tej właśnie drodze znaleziono wartości *d* dla kryształów wielu ciał. Widzimy więc, że jedno z najbardziej podstawowych zagadnień spektroskopji promieni röntgenowskich jest rozwiązane, jeżeli znamy wartość *d* dla jednego dowolnego zresztą ciała. Przyjmujemy za nie właśnie *sól kamienną*, której budowa krystaliczna, jak widzieliśmy, jest dokładnie znana. Dla soli kamiennej odległość *d* głównych płaszczyzn siatkowych lub długość krawędzi sześcianów, w których wierzchołkach znajdują się atomy sodu i chloru, wyznaczamy drogą rachunku *na podstawie doświadczalnego pomiaru gęstości soli kamiennej*. Gęstość ta równa się 2,164 to znaczy, że masa 1 cm^3 soli wynosi 2,164 *gr*. Wiemy jednak, że gram-cząsteczka soli kamiennej, t. j. 58,46 *gr* (suma ciężarów atomowych sodu 23,00 i chloru 35,46) zawiera $6{,}062 . 10^{23}$ [liczba A v o g a d r y, p. rozdz. II, § 1, równ. (1)] cząsteczek, t. j. takąż liczbę zarówno atomów chloru, jak i atomów sodu. *Na każdy atom przypada jeden sześcian*, ponieważ należy on jednocześnie do ośmiu sześcianów, które zbiegają się w jednym punkcie. Znając objętość 58,46 *gr* i liczbę atomów w niej, łatwo obliczyć wielkość sześcianu, a więc i długość krawędzi *d*. W ten sposób znaleziono *odległość dzajemną atomów d w siatce soli kamiennej*

$$d = 2{,}814 \text{ angströma} \tag{7}$$

Dokładność tej liczby zależy od dokładności, z jaką wyznaczona jest gęstość soli kamiennej i liczba A v o g a d r y. Jest rzeczą możliwą, iż te wielkości uda się z czasem wyznaczyć z większą dokładnością; jednakże *uczeni umówili się już nie zmieniać liczby (7)*, lecz uważać ją za raz na zawsze ustaloną. Chodzi o to, że nietyle ważna jest absolutna dokładność pomiaru długości fali, a więc wartość *d*, ile raczej to, aby liczne już wykonane pomiary długości fali wszystkich grup promieni röntgenowskich *były pomiędzy sobą porównywalne*, t. j. aby długości fali

były wszędzie wyrażone w jednakowych jednostkach długości. Nie jest rzeczą konieczną, by jednostka ta równała się dokładnie owej jednostce angströma, którą stosujemy w spektroskopji promieni widzialnych i nadfiołkowych. Ściśle mówiąc, równ. (7) określa specjalną *röntgenologiczną jednostkę* angströma, która prawdopodobnie nie różni się od zwykłego spektroskopowego angströma *ponad 0,05%*. Podamy tu parę wyników pomiaru *d* dla różnych kryształów, najmniejsze *d* znaleziono dla *djamentu*, mianowicie *d* = *1,775 Å*; następnie (w *Å*).

	Sól kamienna	Szpat wapienny	Kwarc	Gips	Mika	Cukier
d =	2,814	3,02904	4,247	7,578	10,1	10,57 Å

Aby zmierzyć długość fali λ promienia röntgenowskiego, należy mieć kryształ, dla którego *2d* jest większe od λ. Stąd wynika, że zapomocą soli kamiennej niepodobna dokonać pomiaru długości fali, przekraczającej 5,6 *Å*, a nawet, stosując mikę lub cukier, nie można posunąć się ponad λ = 20 *Å*. To też powstała konieczność poszukiwania takich substancyj krystalicznych, dla których odległość *d* równoległych płaszczyzn siatkowych byłaby jak największa. Poszukiwania te zaczęły dawać rezultaty od 1926 r. R. Thoräus wykonał w 1926 r. dokładne pomiary *d* dla kwasów laurowego i palmitowego. Znalazł on dla pierwszego *d* = 27,268 *Å*, dla drugiego zaś *d* = 35,49 *Å*. Wielkości te znacznie przewyższają *d* miki i cukru. Z badań całego szeregu uczonych wynika, że wiele kwasów tłuszczowych, alkohole, ketony i t. d., po zestaleniu się na płytce szklanej, wykazują taki układ cząsteczek, dla którego tworzą się płaszczyzny siatkowe o dużej odległości *d*. Uczony francuski J. J. Trillat zbadał dużą liczbę substancyj organicznych i znalazł pomiędzy niemi takie, dla których *d* dochodzi do 92 *Å*.

Z metody tej korzystał w całym szeregu swych prac A. Dauvillier. Początkowo stosował on najcieńsze warstewki kwasu palmitowego lub stearynewego, przyczem grubość warstewki wynosiła około 0,001 *mm*. Już w pierwszej pracy znalazł on dla pewnych prążków serji *K* promieni röntgenowskich węgla — 43,3 *Å*, dla boru — 73,5 *Å*. Szczególnie godne uwagi są jego wyniki dla metalu *toru;* zmierzył on nietylko długości fali całego szeregu prążków, lecz również dowiódł, że należą one do seryj *N* i O, z których ostatnia dotychczas nie była obserwowana. Oto są jego wyniki:

tor	45,3	48,2	51,5	71,0	121 Å
serje	*N*	O	*N*	O	O

Najmiększe promienie należą do serji O. Prążki serji *L* D a u v i l l i e r zmierzył dla żelaza, miedzi, baru i t. d. Następnie znalazł prążki *K* dla tlenu (24,8 Å), węgla (45,5 Å) i boru (73,5 Å), a także prążki *N* dla baru (71,5 Å). Dalsze opracowanie tego zagadnienia prawdopodobnie doprowadzi do możliwości badania promieni röntgenowskich o wiele miększych (o długości fali o wiele większej) od dotychczas zbadanych.

Poznaliśmy w bardzo ogólnikowych zarysach metodę wyznaczania długości fali λ promieni röntgenowskich zapomocą kryształów, których płaszczyzny siatkowe, znajdujące się w warstwie powierzchniowej, odbijają promienie badane. Istnieją liczne odmiany tej metody, nie będziemy się jednak nad niemi zatrzymywali. Zbudowano różne przyrządy, z których szczególnie doniosłe i interesujące są *spektrografy próżniowe*, gdzie promienie röntgenowskie nie przechodzą w drodze od antikatody do płytki fotograficznej ani przez szkło, ani też przez jakikolwiek gaz. Chodzi mianowicie o to, że gdy długość fali λ jest większa od *1* Å, wówczas pochłanianie promieni w szkle staje się znacznem, zaś gdy λ jest większe od *3* Å — również pochłanianie w powietrzu. Tymczasem jednak promienie *M* i *N*, jak widzieliśmy, mają długości fali o wiele przewyższające wskazaną granicę. Te miękkie promienie mogą być zbadane jedynie w próżni, t. j. w spektrografie próżniowym. Przyrząd taki już stosował M o s e l e y (1913) i wielu uczonych w odmiennych konstrukcjach. Szczególnie udoskonaloną budową wyróżniają się przyrządy używane przez S i e g b a h n a i jego uczniów w instytucie w Upsali, o którym już wspominaliśmy. Wciąż rosnącego znaczenia nabiera ostatnio zastosowanie promieni röntgenowskich do badania struktury różnych ciał, np. do zbadania niejednorodności lub innych defektów używanych w technice tworzyw.

Do niedawna stosowano jedną tylko metodę mierzenia długości fali promieni röntgenowskich, a mianowicie metodę odbicia od kryształów, których stała *d* była znana. W § 6 tego rozdziału wspomnieliśmy o *siatkach dyfrakcyjnych*, które w tej chwili są prawie wyłącznie stosowane do dokładnych pomiarów długości fali promieni podczerwonych, widzialnych i nadfiołkowych. Im mniejsza jest mierzona długość fali, tem większa musi być liczba rys siatki na jednostce długości, np. na 1 *mm*. Istnieją metalowe siatki odbijające, na których znajduje się do 1700 rys na jednym *mm*. Lecz i tego rodzaju siatka jest zbyt mało subtelna, aby zdołała wykryć zjawiska dyfrakcyjne promieni röntgenowskich, z któremi nauka miała do czynienia w pierwszym ćwierćwieczu od chwili ich odkrycia w 1895 r. Odkrycie L a u e' g o (§ 6), które zamieniło siatkę sztucz-

ną — naturalną krystaliczną, było, jak przekonaliśmy się, rozwiązaniem zagadnienia. Tutaj wielkość d gra rolę wzajemnej odległości rys. Dla soli kamiennej $d = 2,814$ Å, p. (7), co odpowiada w przybliżeniu 3,5 miljonom rys na 1 *mm*. Nawet dla $d = 100$ Å, liczba rys wynosi sto tysięcy na 1 *mm*. Teraz jest jednak mowa o promieniach röntgenowskich, znajdujących się w dziedzinie środkowej, a nawet koincydujących ze skrajnym nadfioletem. Prócz tego znacznie udoskonalono metody doświadczeń ze sztucznemi siatkami dyfrakcyjnemi. *Wszystko to doprowadziło do nowych prób pomiaru długości fali promieni röntgenowskich zapomocą zwykłych siatek dyfrakcyjnych.* Przewaga tej metody nad poprzednią polega na tem, że dla siatek dyfrakcyjnych wartość d jest znana z największą dokładnością, natomiast d dla kryształów oblicza się podług metody, którą wyłożyliśmy szczegółowo, p. przed równ. (7). Metoda ta korzysta z liczby Avogadry, której stopień dokładności nie jest ostatecznie ustalony.

Prawie wszystkie pomiary długości fali promieni röntgenowskich zapomocą siatek dyfrakcyjnych były wykonane, od 1927 r. począwszy. Ciekawe, że pierwszą z prób wykonali A. H. Compton i Doan jeszcze w 1925 r. z siatką, która miała 50 rys na *mm*, przyczem udało im się zmierzyć długość fali promienia K dla molibdenu (około 0,7 Å). Następnie szereg pomiarów wykonał Jean Thibaud z siatką szklaną (200 rys na *mm*). Otrzymał on dla promienia $K\alpha$ miedzi długość fali 1,540 Å, pomiary zapomocą kryształu dają w tych samych warunkach 1,538 Å. Ta doskonała zgodność była po raz pierwszy sprawdzianem dokładności wyników otrzymanych zapomocą kryształów; *pośrednio też świadczy ona o dokładności liczby Avogadry.* Następnie Thibaud zmierzył długość fali różnych prążków serji K, L i M dla całego szeregu pierwiastków: tlen ($K = 23,5$ Å), azot ($K = 31,3$ Å), węgiel ($K = 43,5$ Å), platyna, złoto, bor ($K = 68,0$ Å), molibden ($M = 65,0$ Å). Z pośród innych badaczy wymienimy Osgooda (1927), który znalazł 15 prążków pomiędzy 40 : 200 Å, z tych M-dublet strontu około 160 Å, pasmo dla glinu około 166,6 Å, później znalazł on również prążek M żelaza przy 215 Å. F. L. Hunt dokonał podobnych pomiarów (200 rys na *mm*) dla szeregu pierwiastków. Między innemi znalazł on dla promienia M_α platyny 6 Å, dla promienia L_α żelaza 17,8 Å, oraz dla promienia K_α węgla 46 Å. Wreszcie A. P. R. Wadlund (1928) stosował twarde promienie röntgenowskie i otrzymał następujące godne uwagi wyniki dla promienia K_α:

Pierwiastek	Siatka dyfrakc.	Kryształ
Miedź	1,5374 Å	1,5373 Å
Żelazo	1,937	1,9323
Molibden	0,708	0,7076

Wszystkie przytoczone wyniki świadczą, że *długości fali promieni röntgenowskich mogą być mierzone przy pomocy siatek dyfrakcyjnych.* Są one jednocześnie dowodem, że promienie röntgenowskie nietylko wypełniają widmo aż do promieni nadfiołkowych, lecz i zajmują jeszcze pewną część dziedziny tych ostatnich.

Zwróćmy się do ciekawego zagadnienia *załamania promieni röntgenowskich.* Sam Röntgen, jak wiadomo, nie mógł zauważyć załamania tych promieni podczas ich przejścia z jednego ośrodka do drugiego. W ciągu długiego czasu uważano, że załamanie nie istnieje, t. j. że spółczynnik załamania równa się jedności. Jednakże wykrycie odbicia dyfrakcyjnego dało możność rozpatrzenia zagadnienia *teoretycznie,* okazało się przytem, że zjawisko załamania promieni röntgenowskich, choć w bardzo słabym stopniu, musi jednak zachodzić i że musi ono mieć kierunek przeciwny do obserwowanego zazwyczaj przy przechodzeniu promieni z powietrza, np. w ciecz lub ciało stałe; promień röntgenowski nie będzie się zbliżał, lecz oddalał od normalnej do powierzchni ciała. Oznacza to, że *spółczynnik załamania n jest mniejszy od jedności;* można go przedstawić w postaci:

$$n = 1 - \delta \tag{8}$$

gdzie δ jest wielkością bardzo małą. Teorja dała wyrażenie na δ, przyczem okazuje się, że δ *jest odwrotnie proporcjonalne do częstości drgań,* t. j. że załamanie będzie tem mniejsze, im mniejszą jest długość fali. Wogóle δ jest równe paru miljonowym częściom jedności. Gdy promień tworzy bardzo mały kąt z powierzchnią ciała, wówczas musi mieć miejsce znane z fizyki elementarnej zjawisko *całkowitego odbicia wewnętrznego.* Tak np. dla kronglasu kąt całkowitego odbicia wynosi tylko 22 minuty. W ostatnich latach pojawiła się olbrzymia liczba prac doświadczalnych, dotyczących zagadnienia załamania i odbicia (nie dyfrakcyjnego od kryształów) promieni röntgenowskich. Udało się zaobserwować załamanie w cienkim pryzmacie i nawet otrzymać za jego pomocą widmo promieni röntgenowskich. Pierwsze, dotyczące tego zagadnienia prace, były ogłoszone w 1926 r., zaś w końcu 1928 r. liczba tych prac przekraczała 30. Prawie zawsze obserwowano kąt całkowitego odbicia, który daje możność łatwego obliczenia spółczynnika załamania promieni.

Wielu czytelnikom znane jest prawdopodobnie zjawisko *dyspersji anomalnej*, t. j. nieprawidłowego załamania takich promieni, które są bliskie promieni przez to ciało pochłanianych. Zjawisko to jest już oddawna gruntownie zbadane zarówno doświadczalnie jak i teoretycznie dla promieni widzialnych i nadfiołkowych. Ciekawe, że w 1928 r. udało się wielu uczonym dowieść zjawiska dyspersji anomalnej również dla promieni röntgenowskich.

W poprzednich rozdziałach rozpatrzyliśmy całe widmo energji promienistej od skrajnych (z lewego końca) promieni podczerwonych do skrajnych (z prawego końca) röntgenowskich. Z pozostałych form energji promienistej pominiemy w tej książce całkowicie promienie elektryczne (Hertza), które znajdują zastosowanie w telegrafji i telefonji bez drutu (radjokomunikacja) i których długość fali ciągnie się od $\lambda = 2\ mm$ do dowolnie dużych wartości. W tej dziedzinie nie przybyło *fizyce* nic istotnie nowego, co mogłoby być ciekawem dla czytelników tej książki. Inna rzecz w technice, lecz odnośne zagadnienia nie należą do tematu niniejszej książki. Naturalnemby było wślad za promieniami Röntgena rozpatrzyć *promienie gamma*, które w widmie energji promienistej ściśle przylegają do promieni röntgenowskich, a częściowo nawet z niemi koincydują. Celem zakończenia przeglądu wszystkich postaci energji promienistej możnaby było również rozpatrzeć *promienie Hessa* (kosmiczne). Wolimy jednak promienie gamma i promienie Hessa rozpatrzeć po omówieniu zjawisk promieniotwórczych, do których promienie gamma należą całkowicie, i które w dużym stopniu wpływają na badania promieni Hessa.

ROZDZIAŁ VI.

WZBUDZANIE I JONIZACJA GAZÓW PRZEZ ZDERZENIA Z ELEKTRONAMI.

§ 1. Wstęp.

W rozdziale niniejszym rozpatrzymy te oddziaływania na atom, które wywołują w nim przejście jednego z zewnętrznych (walencyjnych) elektronów z jego zwykłej orbity na którąś wyższą orbitę dozwoloną, lub też które usuwają go poza obręb atomu. Mówimy w tych wypadkach o *wzbudzeniu* względnie *jonizacji* atomu, przy której staje się on *jonem dodatnim*. Takie oddziaływania wywierać może bądź to strumień energji promienistej, bądź też *zderzenia* z elektronami, cząstkami alfa lub jonami. Wpływ energji promienistej rozpatrzymy w osobnym rozdziale (rozdz. VIII, fotoelektryczność), tu natomiast będzie mowa prawie wyłącznie o *zderzeniach z elektronami.* W rozdziale poprzednim mieliśmy do czynienia z uderzeniami elektronów o twardy materjał antikatody oraz z wyrywaniem elektronów z wewnętrznych warstw elektronowych, a więc z olbrzymiemi prędkościami uderzających elektronów, które wyrażały się w kilowoltach. Obecnie omówimy przypadek zderzeń *bardzo powolnych elektronów* z atomami lub cząsteczkami *gazów* oraz przesunięcia jedynie zewnętrznych elektronów; prędkość zderzających się elektronów nie przekracza tu naogół dwu dziesiątków woltów.

Zderzenie może być sprężyste lub niesprężyste. Zderzenie jest *sprężyste,* gdy atom nie ulega żadnym zmianom wewnętrznym. Nadbiegający elektron może zmienić kierunek swego ruchu, lecz zmiana jego prędkości zależy naogół bardzo mało od stosunku jego masy do masy atomu. Jeśli stosunek ten jest bardzo mały (atom ciężki), wówczas można prędkość elektronu uważać za niezmienną przy zderzeniu. Zderzenie jest *niesprężyste,* gdy elektron traci widoczną część swej prędkości i wskutek zderzenia ulega zmianie wewnętrzny stan atomu lub cząsteczki. Jeżeli prędkość uderzającego elektronu V w *woltach* jest niewielka, to zderzenie z atomem może być sprężystem; dowiemy się nieco niżej, czemu jednak zderzenie z cz*ą*-

steczką nie może być wogóle sprężystem. Gdy V osiąga pewną określoną wartość, którą oznaczymy przez V_r, wówczas energja elektronu wystarcza dokładnie do wykonania pracy podniesienia jednego z elektronów walencyjnych z orbity normalnej na *najbliższą* dozwoloną. Wielkość V_r nazywamy *potencjałem rezonancyjnym,* zaś emisję otrzymaną przy odwrotnem przejściu podniesionego elektronu na orbitę normalną, — *promieniowaniem rezonancyjnem.* Gdy $V > V_r$, wtedy część energji zderzającego się elektronu zostaje zużyta na podniesienie jednego z elektronów walencyjnych na dowolną wyższą orbitę, natomiast zderzający się elektron biegnie dalej z energją, która mu pozostała. Przy dalszym wzroście prędkości V osiąga ona wreszcie taką wartość V_i, dla której jeden z walencyjnych elektronów zostaje wyrzucony poza obręb atomu; ten ostatni ulega więc jonizacji i staje się jonem dodatnim. Wielkość V_i nosi nazwę *potencjału jonizacyjnego;* bardzo doniosłe to pojęcie będzie głównym przedmiotem dociekań doświadczalnych, które w tym rozdziale rozpatrzymy. Gdy $V > V_i$, wtedy część energji zderzającego się elektronu może być przekazana wylatującemu elektronowi zewnętrznemu, który w tym wypadku opuszcza atom z pewną energją ruchu; zmniejsza to jeszcze bardziej energję zderzającego się elektronu.

Pomiędzy wielkościami V_r i V_i, dla danego gazu charakterystycznych znajduje się jeszcze szereg innych wartości V, które zależą również od rodzaju gazu, i dla których elektron walencyjny podnosi się ze swej normalnej orbity na drugą trzecią i t. d. z pośród orbit dozwolonych. Każdy z otrzymanych przytem wzbudzonych stanów atomu jest związany z emisją, która następuje, gdy podniesiony elektron wraca bezpośrednio lub przez stacje pośrednie do swej orbity normalnej. Potencjały V_r, V_i, jak również wspomniane potencjały pośrednie nazywają się *potencjałami krytycznemi.* Przy jeszcze większym wzroście prędkości V, mogą powstać nowe potencjały rezonancyjne i jonizacyjne, lecz tylko w wypadku, *gdy atom zawiera więcej niż jeden elektron wartościowościowy.* Otrzymujemy tu atom podwójnie zjonizowany, i to samo może się powtórzyć również po raz trzeci i t. d. Występuje tu wyraźnie związek pomiędzy zjawiskami, które towarzyszą zderzeniu elektronu z atomem, a chemicznemi własnościami tego atomu, t. j. położeniem pierwiastka w tablicy M e n d e l e j e w a. Przy jeszcze dalszem powiększeniu prędkości V następuje wyrywanie elektronów z wewnętrznych warstw elektronowych atomu. Wywołuje to jonizację atomu, w wyniku której powstają promienie röntgenowskie. Równość (6) rozdz. V, § 4 można zastosować i w tym wypadku; przepisujemy ją bez dodatkowych znaków:

$$V\lambda = 12340 \qquad (1)$$

V jest prędkością w *woltach* zderzającego się elektronu; λ — długością fali w $\mathring{A}$ promieniowania, które się otrzymuje, gdy podniesiony na dowolną orbitę elektron zewnętrzny wraca *bezpośrednio* na swoją orbitę normalną. Zakładamy przytem, że całkowita energja zderzającego się elektronu została zużyta na podniesienie elektronu zewnętrznego. W wypadku szczególnym mamy:

$$V_r \lambda_r = 12340 \qquad (2)$$

gdzie V_r i λ_r są potencjałem rezonancyjnym oraz długością fali promieniowania rezonancyjnego. Znając wartość dowolnego potencjału krytycznego, znajdujemy również wartość zużytej przy zderzeniu energji elektronu, a więc i pracy podniesienia elektronu walencyjnego. Mówiliśmy już przytem, że orbity „możliwe" można uważać za zewnętrzne *poziomy energetyczne*.

Źródłem elektronów, których zderzenia pragniemy badać doświadczalnie, jest zawsze *rozżarzony drucik* (rozdz. XV, § 5), wysyłający elektrony o prędkości początkowej równej zeru. Elektrony te wzbudzają lub jonizują atomy bądź cząsteczki gazu, przez który przechodzą. Obserwacje komplikują się dzięki całemu szeregowi okoliczności, z których zwrócimy uwagę na niektóre. 1⁰ Do elektronów, poruszających się w gazie choćby bardzo rozrzedzonym, łatwo przyłączają się atomy lub cząsteczki tego gazu; tworzą się przytem jony ujemne, mające stosunkowo dużą masę lecz małą prędkość. Z drugiej strony wewnątrz badanego gazu muszą działać siły elektryczne, których zadaniem jest przyśpieszać elektrony, wylatujące z żarzącego się drucika, i nadawać im prędkość V (w woltach); inaczej mówiąc, w gazie musi istnieć *pole elektryczne*, którego napięcie wyznacza właśnie wielkość V, t. j. różnica potencjałów początku i końca przebieganej przez zderzające się elektrony drogi. To samo pole działa również na wspomniane ciężkie jony, przyśpieszając ruch tych ostatnich, co musi komplikować zjawiska, które zachodzą w gazie badanym. 2⁰ Gdy skutkiem zderzenia następuje jonizacja, powstają *jony dodatnie*, które ulegają również przyśpieszeniu w polu elektrycznem, lecz mają kierunek przeciwny do kierunku elektronów. Mogą one również przy zderzeniu wywołać wzbudzenie i jonizację, lecz działają o wiele słabiej od elektronów swobodnych i tylko przy wielkich V wpływ ich może być widoczny. 3⁰ Już pobudzone lub zjonizowane atomy lub cząsteczki mogą po raz drugi ulec zderzeniu, którego wpływ będzie inny, niż w wypadku zderzenia z czą-

steczkami obojętnemi. 4° Dużą rolę może odegrać przypadkowa domieszka obcego gazu, szczególnie jeśli jego potencjał jonizacyjny jest niższy od potencjału gazu badanego. Pojawiają się nowe elektrony, których obecność komplikuje zjawiska obserwowane. 5° Wiemy, że wzbudzaniu i jonizacji atomów i cząsteczek towarzyszy promieniowanie. Jeśli zostają emitowane promienie nadfiołkowe, wówczas mogą one ze swej strony wywołać wzbudzenie lub jonizację cząsteczek gazu. Prócz tego wywołują one emisję elektronów na powierzchniach ciał stałych (p. niżej, fotoelektryczność), które znajdując się np. wewnątrz naczynia, służą dla celów dokonywanego doświadczenia.

Mówiliśmy wyżej, że zderzenie sprężyste elektronów jest możliwe tylko w gazach jednoatomowych, t. j. w gazach szlachetnych i parach metali. Chodzi o to, że energja poruszającego się elektronu może zostać zużyta nietylko na wzbudzenie lub jonizację cząsteczek, lecz również na inne zmiany, które wymagają wykonania pracy. Należy tu *dysocjacja* cząsteczki, t. j. rozpad jej na części składowe, gdy skutkiem zderzenia elektronu mamy niekiedy do czynienia z wzbudzonemi lub zjonizowanemi *atomami* lub grupami atomów, zawartych w cząsteczce. Prócz tego część energji zderzającego się elektronu może zużyć się na powiększenie ruchu *wewnątrzcząsteczkowego* (rozdz. IV, § 10). W ten sposób, część energji uderzającego elektronu zostaje zawsze zużyta, choćby wzbudzenie lub jonizacja cząsteczek nie nastąpiła, z tego też powodu zderzenie nie może być całkowicie sprężyste.

§ 2. Badania doświadczalne.

Przed powstaniem teorji budowy atomu B o h r a pojęcie wzbudzenia atomu oczywiście jeszcze nie istniało; mogła być mowa jedynie o jonizacji atomu. Dotyczące tego zagadnienia prace zaczęły się ukazywać dopiero od 1900 r. P. L e n a r d dowiódł w 1903 r., że jonizacja nie polega na podziale atomów cząsteczki na dwie grupy, z których jedna jest naelektryzowana dodatnio, druga zaś — ujemnie, jak do owego czasu przypuszczano, lecz na oderwaniu swobodnego elektronu z atomu. L e n a r d wyznaczył potencjał jonizacyjny i znalazł, że dla zbadanych przez niego gazów jonizacja następuje około $V = 11$ wolt.

Pierwsze obszerne badania doświadczalne wykonali uczeni niemieccy J. F r a n c k i G. H e r t z w latach 1913 i 1914. W pracach tych nie mogli oni jeszcze korzystać z dotyczących budowy atomu pojęć B o h r a, dlatego też *podane przez nich wytłumaczenie wyników doświadczeń oka-*

zało się nieprawdziwem. Dotyczy to przedewszystkiem owych potencjałów krytycznych, rezonansowego i innych pośrednich, które były przez nich faktycznie obserwowane i które uczeni ci *uważali za potencjały jonizacyjne.* Aby dać pewne pojęcie o metodzie, którą stosowali Franck i Hertz do pomiaru tych rzekomo „jonizacyjnych“ potencjałów V, zwróćmy się do schematu uwidocznionego na fig. 14. Wewnątrz szklanego ze wszystkich stron zamkniętego naczynia, zawierającego gaz badany, przeciągnięty jest drucik platynowy P, który rozżarza się prądem elektrycznym, i zostaje prócz tego doprowadzony do potencjału + 10 wolt (w stosunku do ziemi). Drut jest otoczony *siatką* walcowatą platynową D, a następnie walcem F z platyny, który jest połączony z czułym elektrometrem. Pomiędzy drutem i siatką ustalamy różnicę potencjałów V, tak że potencjał siatki wynosi $(10 + V)$ wolt, przyczem można go zmieniać dowolnie; walec F ma początkowo potencjał zero, tak że między siatką i walcem jest różnica potencjałów również $(10 + V)$ wolt, zaś siła elektryczna działa na elektrony w przestrzeni środkowej w kierunku od walca do siatki. Elektrony wysyłane przez rozżarzony drucik pędzą do siatki i przechodzą przez nią z prędkością V wolt. Po przebyciu przestrzeni pomiędzy siatką a walcem dostają się one w pole *zwalniające*, że zaś spadek potencjału w tej przestrzeni wynosi $(V + 10)$ wolt, przeto elektrony, nie dochodząc do F, wracają do siatki D. Elektrometr pozostaje w spokoju. Jeżeli jednak elektrony, mające prędkość V wolt, zdołają w przestrzeni między D i F wywołać jonizację cząsteczek gazu, wówczas powstające przytem jony *dodatnie* podążą do walca F, tak że nastąpi ładowanie elektrometru. Jeśli więc stopniowo zwiększać V, wtedy dla pewnego $V = V_i$ rozpoczyna się ładowanie elektrometru, które przy dalszym wzroście V bardzo prędko rośnie, co wskazuje, że liczba jonów, dochodzących do F również rośnie. Franck i Hertz znaleźli tym sposobem następujące potencjały krytyczne:

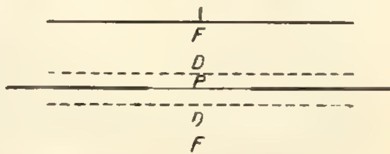


Fig. 14

	Hel	Argon	Wodór	Tlen	Azot	
$V_i =$	20,5	12	11	9	7,5	wolt

Niezależnie od nich W. I. Pawłow (Leningrad) znalazł, że przy zderzeniu elektronów potencjał jonizacyjny dla wodoru równa się 11 wolt, dla helu — 20 wolt. Nie będziemy tu podawać treści wszystkich dalszych sześciu prac Francka i Hertza. Zaznaczymy jedynie, że w jednej

z nich autorowie dowiedli istnienia *zderzeń sprężystych*, mianowicie w gazach jednoatomowych szlachetnych. Jeżeli rozżarzony drucik pokryć warstwą pewnych soli, np. fosforanów, wówczas wysyłają one *jony dodatnie*, których zderzenia były również badane. Okazało się, że jony te mają przy jednakowych prędkościach bez porównania mniejszą zdolność jonizacyjną; nie udało się jednak wyznaczyć ścisłej wartości potencjału jonizacyjnego. W. I. Pawłow otrzymał dla jonów dodatnich w wodorze potencjał jonizacyjny równy w przybliżeniu 10 wolt. Dla *pary rtęci* Franck i Hertz otrzymali wartość 4,9 wolt, którą też uważali za potencjał jonizacyjny rtęci. Przekonamy się, że był to jeden z potencjałów krytycznych rtęci, której potencjał jonizacyjny jest w rzeczywistości znacznie wyższy.

W ciągu następnych lat rozkwitła teorja Bohra, a w związku z tem, począwszy od 1917 r., ukazała się ogromna liczba (ponad 100!) prac, dotyczących zagadnienia wpływu zderzenia elektronów powolnych z atomami i cząsteczkami ciał gazowych. Były one wykonane przeważnie przez uczonych amerykańskich i angielskich, a od 1919 r. ponownie pojawiły się w tej dziedzinie nazwiska Francka i jego współpracowników oraz Hertza. W angielskich pracach i książkach stosuje się termin *potencjałów radjacyjnych*, dla których elektron zostaje przerzucony ze swej zwykłej orbity na jakąkolwiek dozwoloną wyższą. Nazwa „radjacyjny" ma przypominać, że zderzenie elektronu wywołuje emisję promieni (radjację) w chwili powrotu elektronu na swą zwykłą orbitę.

Poznamy obecnie wywód bardzo prostej równości, podanej już poprzednio, p. (1). Jeżeli mianowicie elektron w swym biegu np. od katody do antikatody znajduje się pod wpływem różnicy potencjałów, wynoszącej V wolt, wówczas nabywa on pewną energję ruchu, która może być zużyta na pracę podniesienia elektronu w atomie. Przy powrotnem spadaniu ten ostatni wysyła jeden kwant $h\nu$ energji promienistej równy energji elektronu zderzającego się, a więc i pracy sił elektrycznych wykonanej na drodze, na końcach której różnica potencjałów wynosi V. Lecz z samej definicji pojęcia potencjału wynika, że praca ta równa się eV, gdzie e jest ładunkiem elektronu w jednostkach elektrostatycznych (rozdz. II, § 4). Ostatecznie więc będziemy oczywiście mieli:

$$eV = h\nu \tag{3}$$

Wartość e dana jest w (7) rozdz. II, § 4; stałą Plancka h znamy ze wzoru (2) rozdz. III, § 3. Jeżeli podstawić wartości liczbowe e i h, oraz $v = c : \lambda$, gdzie $c = 3.10^{10}$ jest prędkością światła, zaś λ długością fali wysyłanego promieniowania, wówczas otrzymujemy, w założeniu, że λ

jest wyrażone w $\mathring{A}$, wzór (1) niniejszego rozdziału:

$$V\lambda = 12340 \qquad (4)$$

Związek ten pozwala obliczyć potencjały krytyczne, jeśli znane są długości fali promieniowań serji widmowej, która odpowiada spadaniu elektronu z wyższych orbit na orbitę normalną. Potencjał jonizacyjny V_i otrzymamy, jeżeli na λ wziąć długość fali promieniowania, odpowiadającego granicy serji widmowej, ponieważ praca podniesienia elektronu na najdalszą orbitę bardzo mało się różni od pracy usunięcia go poza obręb atomu, p. rozdz. V, § 4, fig. 8. Jednakże w niewielu tylko wypadkach możemy z całą pewnością wskazać tego rodzaju serje widmowe. Choćbyśmy jednak zdołali obliczyć V zapomocą równ. (4), jasnem jest, *jak ogromne znaczenie ma bezpośrednie doświadczalne wyznaczenie potencjałów krytycznych*, jako podstawa założeń hipotetycznych, na których oparta jest teorja B o h r a, a więc jako ich potwierdzenie. Jeżeli w (4) podstawić na λ długość fali pierwszego prążka tej samej serji widmowej (spadanie z drugiej orbity na pierwszą zwykłą), t. j. promieniowania rezonancyjnego, wówczas na V *otrzymamy potencjał* rezonancyjny V_r. Jako przykład rozpatrzymy zastosowanie równości (4) do *pary rtęci*. W widmie rtęci mamy serję nadfiołkową, której pierwszy prążek ma $\lambda = 2537\ \mathring{A}$, zaś granica serji — $\lambda = 1188\ \mathring{A}$. Jeżeli przyjąć, że otrzymujemy tę serję podczas przejść elektronu na orbitę normalną, wówczas $\lambda = 2537\ \mathring{A}$ musi być prążkiem rezonancyjnym, i (4) daje $V = 4{,}84$ wolt jako *potencjał rezonancyjny* V_r; jest to dokładnie ta wielkość, którą F r a n c k i H e r t z mylnie uważali za potencjał jonizacyjny rtęci. Ten ostatni otrzymamy, choć niezupełnie dokładnie, jeżeli w (4) podstawimy $\lambda = 1188\ \mathring{A}$; daje to $V = 10{,}3$ wolt, wielkość, która musi być nie o wiele mniejsza od szukanego potencjału jonizacyjnego V_i. Podobne rozumowania dają dla cynku $V = 9{,}3$ wolt, dla kadmu 8,95 wolt.

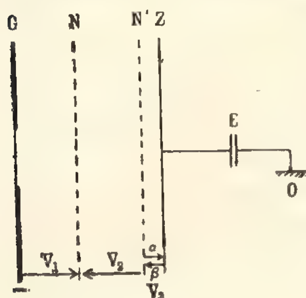


Fig. 15

Uczeni amerykańscy B. D a v i s i F. G o u c h e r wprowadzili bardzo istotne udoskonalenie budowy przyrządu F r a n c k a i H e r t z a; pozwoliło ono *odróżniać wzbudzenie atomu lub cząsteczki od ich jonizacji.* Schemat przyrządu tych uczonych przedstawiony jest na fig. 15; G jest tu żarzącym się drucikiem, N — siatką, Z — płytką połączoną z elektrome-

trem *E*. Pomiędzy *G* i *N* mamy różnicę potencjałów V_1, która przyśpiesza elektrony wysyłane przez drucik *G*. *Przed płytką Z jest umieszczona druga siatka N'*, i na tem polega istotne i ważne udoskonalenie metody Francka i Hertza. Pomiędzy *N* i *N'* mamy pole hamujące V_2 (jak dla krótkości będziemy je nazywać), zaś między *N'* i *Z* słabe pole $V_3 < V_2$, którego kierunek można zmieniać, jak to wskazują strzałki α i β. Wszystkie strzałki na fig. 15 dają kierunek sił, działających *na elektrony*. Przypuśćmy początkowo, że elektrony, które nabyły na drodze od *G* do *N* prędkości V_1 wolt, wywołują w przestrzeni pomiędzy *N* i *N'* *wzbudzenie* cząstek gazu i związaną z tem emisję promieni nadfiołkowych. Promienie, padając na lewą stronę siatki *N'* i na płytkę *Z*, wywołują efekt fotoelektryczny (p. rozdz. VIII), t. j. emisję elektronów powolnych. Jeżeli pomiędzy *N* i *Z* siły mają kierunek β, wtedy elektrony zostają odegnane od płytki *Z*, która więc, wobec utraty elektronów, nabywa ładunek *dodatni*. Jeżeli zaś siły mają kierunek α, wówczas elektrony, które wyszły z *Z*, wracają, pozostałe zaś na *N'* kierują się ku *Z*, tak że na *Z* powstaje ładunek *ujemny*. Tak więc *przy zmianie* kierunku pola V_3 znak elektryzacji na elektrometrze *E* ulega zmianie. Przypuśćmy obecnie, że pomiędzy *N* i *N'* następuje *jonizacja* cząsteczek gazu, tak że powstają jony *dodatnie*. Jony te ulegają przyśpieszeniu pomiędzy *N* i *N'*, poczem po przebyciu siatki *N'* trafiają one na *Z*, zupełnie niezależnie od kierunku pola V_3, ponieważ V_3 jest o wiele mniejsze od V_2 i dla kierunku α jest niewystarczające dla zatrzymania jonów, zaś dla kierunku β prędkość tych jonów tembardziej rośnie. W tym wypadku, *przy zmianie kierunku pola V_3, znak elektryzacji w E nie ulega zmianie*. Widzimy więc, że taka konstrukcja przyrządu pozwala odróżnić wzbudzenie cząsteczek gazu od ich jonizacji. Jeżeli pomiędzy pierwszym wzbudzeniem, które odpowiada potencjałowi rezonancyjnemu, oraz jonizacją daje się zauważyć jeszcze wyraźny wzrost elektryzacji, to wskazuje to na dalsze wzbudzenie, odpowiadające podniesieniu elektronu na wyższą orbitę. Dla *pary rtęci* Davis i Goucher znaleźli pierwsze wzbudzenie przy 4,9 wolt, jonizację przy 10,4 wolt oraz jeszcze *drugie wzbudzenie* dla 6,7 wolt. Równość (4) daje $\lambda = 1849$ Å, co dokładnie odpowiada *drugiemu prążkowi* tej serji widmowej, o której wyżej była mowa i w której $\lambda = 2537$ Å jest prążkiem czołowym, zaś $\lambda = 1188$ Å granicą serji.

Ogromnie interesująca jest następująca metoda doświadczalna, którą niezależnie od siebie zaczęło stosować wielu badaczy w latach 1919 i 1920. Zwróćmy się ponownie do fig. 15. Znowu mamy rozżarzony drucik *G*, dwie siatki *N* i *N'* oraz płytkę *Z*, połączoną jednak nie z elektrometrem,

lecz poprzez galwanometr z ziemią. Siatka N znajduje się bardzo blisko drucika G, między niemi zaś ustalamy przyśpieszające elektrony pole V. Pomiędzy siatkami N i N', między któremi *niema* w tym wypadku *żadnego pola* następuje zderzenie elektronów o prędkości V z atomami gazu lub pary. Natomiast pomiędzy N' i pobliską płytką Z ustalamy *silne pole elektryczne*, które usuwa wszystkie pierwotne elektrony, t. j. te, które wyszły z drucika G. W takim stanie rzeczy następuje między N i N' wzbudzenie atomów i emisja odpowiednich promieni nadfiołkowych, które,

Fig. 16

trafiając na płytkę Z, wyrzucają z niej elektrony wtórne, wskutek czego przez galwanometr płynie prąd J. Badając graficznie zależność prądu J od prędkości V elektronów, otrzymujemy krzywą, mającą niekiedy liczne zazwyczaj bardzo ostre przegięcia. Przegięcia te świadczą o powstaniu nowej emisji, której długość fali oblicza się zapomocą równ. (4), gdzie na V podstawiamy kolejno wartości, odpowiadające obserwowanym punktom

przegięcia krzywej. Możemy wtedy stwierdzić, że szereg obserwowanych przegięć daje ciąg potencjałów krytycznych, *te ostatnie zaś*, zgodnie z równ. (4), *dają szereg prążków widmowych substancji badanej*. Zalety tej zadziwiającej *metody analizy widmowej* w porównaniu z metodą optyczną polegają na tem, że nie mamy granicy od strony fal krótkich. Pozwala ona wykryć takie zmiany w atomie, które nie mogą być obserwowane w widmach emisyjnych lub absorbcyjnych. Dla ilustracji dajemy na fig. 16 wynik obserwacji J. Francka i E. Einsporna (1920) nad parą rtęci. Mamy tu trzy krzywe, z których środkowa (1) podana jest w jednej skali, zaś dwie pozostałe w innej. Na wszystkich przegięciach wskazane są wartości liczbowe V; dla krzywej środkowej przegięcia występują od 4,68 do 8,3 wolt, dla bocznej lewej od 7,45 do 8,74, dla bocznej prawej — od 8,53 do 9,67 wolt. Każdemu przegięciu odpowiada określony prążek widmowy. Porównanie tych krzywych z temi, które są znane z badań optycznych dla rtęci, dowodzi, że metoda ta nietylko potwierdza istnienie prążków, które już zostały znalezione w widmie rtęci, lecz też *wskazuje na niewątpliwe istnienie szeregu prążków seryj widmowych, które optycznie nie były jeszcze obserwowane.*

Ograniczymy się do podania niewielu tylko wyników wyznaczania potencjałów rezonancyjnych (V_r) i jonizacyjnych (V_i). Dla ołowiu V_r = 1,26 wolt, wielkość zastanawiająco mała, V_i = 7,93. Olbrzymi potencjał jonizacyjny ma *hel*, mianowicie V_i = 24,5 wolt. Jest rzeczą godną uwagi, że istnieje jeszcze jeden potencjał krytyczny V = 78,5 wolt, który odpowiada *podwójnej jonizacji helu*, t. j. oderwaniu od jego atomu naraz obu elektronów, tak że pozostaje cząstka alfa.

Widzieliśmy, rozdz. III, § 4 równ. (7), że w *widmie wodoru* istnieje serja nadfiołkowa, której prążek czołowy ma długość fali λ = 1215,7 Å, zaś granica serji znajduje się przy λ = 911,75 Å. W rozdz. IV § 7 przekonaliśmy się, że serja ta powstaje przy spadaniu elektronu z wyższych orbit na *orbitę normalną*, tak że długości fali λ tej serji, podstawione do równ. (4) muszą dać wszystkie potencjały krytyczne atomu wodoru. Nie będziemy ich wypisywać; wahają się one od 12340 : 1215,7 = 10,15 wolt do 12340 : 911,7 = 13,54 wolt. Sprawdzenie w ten sposób obliczonych wartości drogą bezpośredniego pomiaru potencjałów krytycznych powinno być ogromnie interesujące. Jednakże wartości obliczone dotyczą *atomu wodoru*, natomiast zwykły wodór składa się z cząsteczek dwuatomowych. Dwu uczonym amerykańskim (P. S. Olmstead i P. T. Compton) udało się jednak w 1923 r. rozstrzygnąć trudne zagadnienie pomiaru potencjałów krytycznych dla wodoru jednoatomowego. Uczeni ci

zbudowali przyrząd, w którym rozrzedzony wodór znajdował się w temperaturze 2800° C i przy ciśnieniu paru setnych *mm* słupa rtęci; w tych warunkach wodór jest w 99% zdysocjowany, cząsteczki jego ulegają rozpadowi na atomy. W tych warunkach udało się stwierdzić szereg przegięć wyżej opisanej krzywej; przegięcia te dają potencjały krytyczne: 10,15 — 12,05 — 12,70 — 13,00 — 13,17 — 13,27 — 13,54 wolt. Liczby te w granicach błędów obserwacyj (mniej niż 0,05 wolt) zgadzają się z obliczonemi według równ. (4).

Bardzo skomplikowanem jest zagadnienie *zderzenia elektronów z cząsteczkami*. Sprawą tą zajmowała się i otrzymała pozytywne wyniki Thea Krüger w 1921 r. w wypadku cząsteczki *wodoru*. Wynik zderzenia może być bardzo różny; zachodzi sześć następujących możliwych wypadków. 1° Jeden z elektronów zostaje wyrwany z cząsteczki, tak że pozostaje cząsteczka zjonizowana. 2° Cząsteczka rozpada się na obojętny i wzbudzony atom; jonizacja nie następuje. 3° Jeden z atomów jest obojętny, drugi zjonizowany. 4° Jeden z atomów został wzbudzony, drugi zjonizowany. 5° Oba atomy zostały wzbudzone. 6° Oba atomy zostały zjonizowane. Z własnych doświadczeń Thea Krüger znalazła pierwszą silną jonizację dla 17,1 wolt, drugą dla 30,4 wolt; przypuszcza ona, że liczby te odpowiadają wypadkom 3 i 5. Liczne badania innych dwu- i wieloatomowych gazów, wykonane przez różnych uczonych dały bardzo sprzeczne wyniki, co nie jest rzeczą dziwną, jeśli uwzględnić ogromną liczbę możliwych wypadków zderzenia, szczególnie, gdy liczba atomów w cząsteczce jest większa od dwu. Z tego powodu nie podajemy żadnych liczbowych wartości.

Jonizacja atomów i cząsteczek może być wywołana nietylko przez zderzenia elektronów, lecz również przez *zderzenia jonów dodatnich*. Szczególnie interesującem jest zagadnienie *jonizacji przez uderzenia cząstek alfa*, t. j. podwójnie zjonizowanych atomów helu (rozdz. IV, § 6). Okazało się, że zarówno szybkie jak i powolne cząstki alfa *wyrywają z atomów tylko jeden elektron*. Wyjątek stanowi *hel*, dla którego w 16% wszystkich obserwowanych zderzeń następuje wyrywanie dwu elektronów; przy spotkaniu z cząstkami alfa atom helu może się sam przekształcić w cząstkę alfa.

ROZDZIAŁ VII.

TEORJA KWANTÓW ŚWIETLNYCH ORAZ ZJAWISKA COMPTONA I RAMANA.

§ 1. Kwantowa teorja światła.

Znana pod nazwą *teorji emisyjnej* teorja światła Newtona, zakłada, że ciała świecące wysyłają strumienie szczególnego rodzaju cząsteczek świetlnych, które biegną w przestrzeni z „prędkością światła" (300000 *km/sek* lub 3.10^{10} *cm/sek.)* Newton'owi znane było tylko światło widzialne, a z teorji jego wynikało, że *cząsteczki światła czerwonego mają największą masę,* cząsteczki zaś fiołkowego — najmniejszą. Teorję Newtona zastąpiła w XIX w. teorja falowa, która, będąc w pierwotnej swej postaci teorją sprężystego eteru, uległa następnie przemianie w elektromagnetyczną teorję światła, uważającą energję promienistą za rozchodzące się w przestrzeni drganie elektromagnetyczne.

W rozdz. III, § 3 spotkaliśmy po raz pierwszy pojęcie *kwantów światła,* jako ilości energji świetlnej emitowanej i pochłanianej przez atomy i cząsteczki. Wartość kwantu zależy od rodzaju energji promienistej, t. j. od długości fali λ lub częstości drgań ν. Widzieliśmy, że

$$\varepsilon = h\nu, \qquad (1)$$

gdzie ε jest energją kwantu, h — stałą Plancka. Częstość, jak zawsze, jest wzięta na *sek;* jeżeli ε jest dane *w ergach,* wtedy wartość liczbowa h ma wartość, p. (2) w rozdz. III, § 3:

$$h = 6{,}54 \cdot 10^{-27} = \frac{6{,}54}{10^{27}}. \qquad (2)$$

Podaliśmy tam również wartość ε dla światła widzialnego, dla którego $\lambda = 0{,}5\ \mu$ oraz dla promieni Hessa, przy $\lambda = 0{,}5\ X$. Będziemy tu również dla krótkości mówić o kwantach światła, aczkolwiek mowa o *kwantach energji promienistej.*

Zasady teorji, która nosi obecnie nazwę *kwantowej teorji światła*, sformułował A. Einstein w 1905 r. Rozumowania jego są w istocie bardzo proste. Niech będzie ciało *A*, wysyłające strumień energji promienistej, oraz ciało *B*, które pochłania trafiającą nań część tego strumienia. Ciała *A* i *B* mogą się znajdować w dowolnej od siebie odległości, w najbliższem sąsiedztwie, czy też w odległości biljonów mil (odległość mgławicy od Ziemi). Ciało *A* wysyła energję promienistą oddzielnemi kwantami; ciało *B* pochłania tę samą energję również oddzielnemi kwantami tej samej wielkości. Zachodzi pytanie: co się dzieje z tą energją w drodze pomiędzy *A* i *B*? Einstein wypowiada tu następujący śmiały pogląd: *strumień energji promienistej między A i B składa się z oddzielnych niezwiązanych ze sobą kwantów, pędzących z prędkością światła.* Są one czemś w rodzaju *atomów energji promienistej* i noszą dla krótkości nazwę *kwantów światła*[1]); będziemy bardzo często mówili poprostu o *kwantach.* Mamy tu wyraźny nawrót do Newton'owskiej teorji emisyjnej światła. Różnią się one jednak m. inn. tem, że według teorji emisyjnej masa cząsteczki świetlnej promienia czerwonego jest największa, zaś fiołkowego — najmniejsza, natomiast teorja Einsteina prowadzi do wniosku przeciwnego, jak to wynika z równ. (1), gdzie dla promienia fiołkowego częstość ν jest większa, niż dla promienia czerwonego.

Wiemy jednak, że olbrzymia liczba najrozmaitszych zjawisk, wywoływanych na swej drodze przez promienie widzialne i niewidzialne, które są głównym przedmiotem najobszerniejszego działu fizyki, optyki, znalazły świetne wytłumaczenie oparte całkowicie na pojęciu falowego charakteru energji promienistej. Teorja falowa zakłada rozchodzenie się ruchu drgającego, który charakteryzują wielkości takie, jak częstość drgań, ich amplituda, długość fali, jak również forma drgań i t. d. Teorja falowa tłumaczy odbicie i załamanie, interferencję i dyfrakcję, polaryzację wszystkich typów, załamanie podwójne, skręcenie płaszczyzny polaryzacji oraz inne czasami bardzo skomplikowane zjawiska, które zachodzą w kryształach. Wszystkie te zjawiska tłumaczy teorja falowa w sposób stosunkowo prosty, są one jej logiczną konsekwencją. Nie wydaje się natomiast, aby teorja kwantów światła zdołała w sposób prosty i dogodny wytłumaczyć którekolwiek ze wspomnianych zjawisk, za wyjątkiem może tylko odbicia. Najbardziej typowem z tych zjawisk jest interferencja promieni, powstanie której bardzo trudno sobie wyobrazić w inny sposób, jak tylko przez składanie kilku ruchów drgających. Według teorji kwantowej światła, strzępki energji pro-

---

[1]) Nazywają je też często fotonami. (Przyp. tłum.)

mienistej pędzą pojedyńczo, nie będąc ze sobą niczem związane; biorąc za podstawę taki obraz promieniowania światła, staje się niemożliwem w sposób prosty i zrozumiały wytłumaczenie wzajemnego oddziaływania promieni, ich zobopólnego potęgowania lub unicestwiania się, które w tak obrazowy sposób wynika z teorji falowej drogą składania dwu przeciwnie skierowanych jednakowych drgań.

Wielkość kwantu wyznacza równ. (1), w którem ν jest częstością drgań. Lecz teorja kwantów światła nie zawiera pojęcia drgań, to też ν jest tu tylko zwykłym spółczynnikiem liczbowym, niemającym zgoła znaczenia fizycznego. Równ. (1) należy obecnie uważać tylko jako takie, które *pozwala z języka teorji falowej przejść na język kwantów lub odwrotnie.* Ujemna strona teorji kwantów światła polega na tem, że nie zdołano otrzymać żadnych danych, tyczących się kształtu, a w szczególności *wymiarów* kwantów światła. Istotna więc różnica pomiędzy teorjami falową i kwantową jest następująca. Teorja falowa zakłada, że dokoła ośrodka emitującego tworzą się kuliste powierzchnie falowe; energja promienista jest więc wysyłana *we wszystkich kierunkach.* Według teorji kwantowej natomiast ośrodek emitujący wysyła pojedyńczy kwant, który leci *w pewnym kierunku,* zależnym od dotychczas nieznanych, lecz bądź co bądź w sposób ciągły zmieniających się przyczyn; tak więc skutkiem wielkiej liczby poszczególnych emisyj otrzymujemy rozchodzenie się energji promienistej we wszystkich kierunkach. Każda poszczególna emisja ma wszakże *kierunek ściśle określony;* autorowie niemieccy mówią w tym wypadku o emisji *punktowej lub szpilkowej.*

Mówiliśmy, że kwantowa teorja światła nie jest w stanie wytłumaczyć zjawisk, które występują w drodze między ciałem emitującem *A* i pochłaniającem *B.* Nasuwa się tedy zupełnie naturalne pytanie: czemu więc teorja kwantowa mogła wogóle powstać i w ciągu 25 lat przeciwstawiać się teorji falowej, nie będąc przez tę ostatnią pokonana? Odpowiedź jest prosta: okazuje się, że teorja kwantowa w sposób zadziwiająco prosty i obrazowy tłumaczy cały zespół licznych i różnorodnych zjawisk, które mają miejsce wewnątrz ciał *A* i *B,* w ich atomach i cząsteczkach; są one natomiast zupełnie niewytłumaczalne i niepojęte z punktu widzenia teorji falowej. Mamy na myśli przedewszystkiem wszystkie zjawiska związane z emisją lub absorbcją energji promienistej. Jedno z takich zjawisk, którego zbadanie po raz pierwszy doprowadziło do pojęcia kwantów, było już rozpatrywane w rozdz. III, §§ 2 i 3, jest niem rozkład energji w widmie ciała doskonale chłonącego. W następnych rozdziałach poznaliśmy jeszcze szereg innych zjawisk, stosunkowo nawet mniej złożonych od promienio-

wania ciała doskonale chłonącego, które zachodzą przeważnie w ciele pochłaniającem *B*. Należą do nich już wspominane niejednokrotnie: efekt fotoelektryczny, zjawiska fotoluminescencji, zjawiska fotochemiczne i inne. Tak więc musimy bezwarunkowo założyć, że ciało *A* wysyła, a ciało *B* pochłania energję świetlną oddzielnemi kwantami. W ten sposób otrzymujemy obraz następujący: na początku i na końcu drogi promienia wszystko dzieje się w całkowitej zgodzie z teorją kwantową, która w sposób łatwy i prosty tłumaczy zespół odnośnych zjawisk; natomiast na całej długości drogi promienia zjawiska zachodzą zgodnie z teorją falową. Jak jednak można jednocześnie stosować dwie teorje, których pojęcia zasadnicze są zupełnie odmienne; jest przecież rzeczą trudną do zrozumienia, aby jedno i to samo zjawisko, — energja promienista, w szczególnym zaś wypadku światło widzialne, — w jednych miejscach miało jedne, w innych zaś zgoła różne właściwości? Jeśli pomimo wszystko na to się zgodzimy, to powstanie słuszne pytanie, z jednej strony w jaki sposób kwanty, wysyłane niewątpliwie przez ciało *A*, ulegają przemianie na drganie elektromagnetyczne, jakgdyby rozwijają się w powierzchnie falowe, a z drugiej strony, jakim sposobem ruch drgający, osiągając ciało *B*, przekształca się ponownie w kwanty, pochłaniane przez atomy lub cząsteczki ciała? Oczywistem więc jest, że obie teorje nie mogą istnieć równorzędnie. Liczne są usiłowania wybrnięcia z tego błędnego koła, w którem ugrzęzła fizyka w ciągu ostatnich dwudziestu lat. *Dopiero w 1925 r. wyjście zaczęło się zarysowywać*, o czem w krótkości pomówimy na końcu książki. Obecnie omówimy szczegóły, dotyczące teorji kwantów światła.

O wielkości kwantów w ergach była już mowa w rozdz. III, § 3, po równ. (2). Równ. (1) wiąże tę wielkość z częstością drgań. Jeżeli podstawić wartość liczbową stałej P l a n c k a h, p. (2), i zamiast częstości ν wziąć $c:\lambda$, gdzie $c = 3.10^{10}$ jest prędkością światła, to, znajdziemy zależność kwantu od długości fali λ. Mamy mianowicie:

$$\varepsilon = \frac{1,96}{10^{8}\lambda}\,\text{erg}, \tag{3}$$

gdzie λ *jest wyrażone w angströmach*. Jest rzeczą interesującą porównanie wielkości kwantu różnych promieni z inną spotykaną w fizyce bardzo małą wartością energji, *mianowicie z energją ruchu postępowego atomu lub cząsteczki gazu*, którą oznaczymy przez k. Wiadomo, że k zależy wyłącznie od temperatury, a zupełnie nie zależy od rodzaju atomu lub cząsteczki. W 0^0

$$k = \frac{5,621}{10^{14}}\,\text{erg}. \tag{4}$$

Można obecnie rozstrzygnąć pytanie: jaką długość fali λ ma promieniowanie, którego kwant równa się k. Przyrównując związki (3) i (4), znajdujemy p. rozdz. III, § 1, równ. (3).

$$\lambda = 3{,}5 \cdot 10^5 \ \mathring{A} = 35\mu, \qquad (5)$$

Promieniowanie to znajduje się w dalekiej podczerwieni. *Jeden kwant krańcowego promieniowania röntgenowskiego* ($\lambda = 0{,}072 \ \mathring{A}$) *równa się energji ruchu postępowego 4 800 000 cząsteczek w* 0^0. *Kwant światła widzialnego* ($\lambda = 5000 \ A$) *równa się energji ruchu postępowego około 70 cząsteczek w* 0^0.

Omówimy teraz interesujące zagadnienie *masy jednego kwantu.* W rozdz. II, § 5 mieliśmy równ. (15), według którego otrzymujemy masę energji *w gramach*, jeżeli jej wartość liczbową podzielimy przez 9.10^{20}, t. j. przez kwadrat prędkości światła w *cm/sek.* Oznaczając masę jednego kwantu przez m_k, gdzie wskaźnik k przypomina, że mowa o masie kwantu, mamy

$$m_k = \frac{\varepsilon}{9.10^{20}} \qquad (6)$$

(m_k *w gr*, ε w ergach). Podstawiając tu zamiast ε jego wartość (3), otrzymamy *masę kwantu*

$$m_k = \frac{2{,}2}{10^{29}\lambda} \ gr, \qquad (7)$$

gdzie λ dane jest w $\mathring{A}$. Widzimy, że masa kwantu światła jest wielkością bardzo małą. Porównajmy ją z najmniejszą masą, o której mowa w innych działach fizyki, a którą jest *masa elektronu*, 1840 razy mniejsza od masy atomu wodoru. W rozdz. I, § 4, równ. (10) podaliśmy liczbę elektronów, mających masę jednego grama. Stąd łatwo znaleźć, że *masa jednego elektronu* wynosi

$$m = \frac{0{,}9}{10^{27}} \ gr, \qquad (8)$$

Przyrównując prawe strony równości (7) i (8), znajdujemy *długość fali promieniowania, którego kwant posiada masę równą masie jednego elektronu;* oznaczmy tę długość fali przez $\overline{\lambda}$, znajdziemy

$$\overline{\lambda} = 0{,}0243 \ \mathring{A}. \qquad (9)$$

Ta długość fali (spotkamy się z nią jeszcze w tym rozdziale) jest szczególnie ciekawa; znajduje się ona już poza dziedziną promieni röntgenowskich;

należy mianowicie do promieni gamma. Masa kwantu światła *widzialnego* jest w przybliżeniu 200 000 razy mniejsza od masy elektronu.

W teorji *falowej natężenie* strumienia energji promienistej (blask, siła światła) wyznacza *amplituda* (wychylenie) ruchów drgających; natężenie jest mianowicie proporcjonalne do kwadratu amplitudy. W teorji kwantowej natężenie jest proporcjonalne do gęstości strumienia kwantów, t. j. do liczby kwantów, które w danej chwili znajdują się w jednostce objętości strumienia.

Wspominaliśmy o licznych usiłowaniach przezwyciężenia trudności, do których prowadzi konieczność stosowania dwu odmiennych teoryj celem wytłumaczenia różnych grup zjawisk świetlnych. Powiemy teraz słów parę o kierunkach, w których myśl naukowa poszukiwała wyjścia z tego przykrego stanu rzeczy. Można tu wymienić cztery główne prądy następujące:

I. Usiłowano uzupełnić *zwykłą teorję kwantową* dodatkowemi hipotezami, które pozwoliłyby wytłumaczyć odbicie, załamanie, dyspersję (rozkład na widmo), interferencję i inne zjawiska, należące do dziedziny teorji falowej. Przedewszystkiem należało wielkości ν, częstości drgań w teorji falowej, nadać jasny sens w obrębie teorji kwantów światła, łącząc z niem pojęcie pewnego perjodycznie powtarzającego się zjawiska.

II. Próbowano skojarzyć obie teorje w jedną całość, przyczem zakładano jednoczesne istnienie zarówno kwantów jak i fal.

III. Proponowano następnie zupełnie nowe schematy teoretyczne, które zdołałyby tłumaczyć zarówno zjawiska energji promienistej, które odbywają się w ciałach *A* i *B* (p. wyżej), jak i te, które zachodzą na drodze promienia między temi ciałami.

IV. W bardzo rzadkich wypadkach czyniono również próby wytłumaczenia na gruncie teorji falowej i pewnych dodatkowych hipotez, zjawisk, które z taką łatwością tłumaczy teorja kwantów światła.

Bardzo interesująca, choć mająca obecnie już tylko znaczenie historyczne jest, rozpaczliwa próba B o h r a i dwu jego współpracowników znalezienia wyjścia z wytworzonego martwego punktu. Dokonano jej na wiosnę 1924 r. i wywołała ona wówczas ogromne zainteresowanie, a nawet wielką sensację. Istota jej polegała *na zrezygnowaniu z zasady zachowania energji dla zjawisk atomowych i cząsteczkowych.* W 1925 r. twórcy tej teorji, w związku z pracą dwu uczonych niemieckich, którzy na drodze doświadczalnej obalili jeden z jej wyników, ostatecznie zrezygnowali z tej teorji.

§ 2. Zjawisko A. H. Comptona.

W paragrafie poprzednim mówiliśmy, że, prócz rozkładu energji w widmie ciała doskonale chłonącego, jest jeszcze szereg zjawisk, które odpowiadają w zupełności teorji kwantów światła, są natomiast zupełnie niemożliwe do wytłumaczenia z punktu widzenia falowej teorji energji promienistej. Szereg takich zjawisk rozpatrzymy właśnie w paragrafie niniejszym, oraz w trzech rozdziałach następnych.

Uczony amerykański A. H. Compton (którego nie należy mieszać z innym wybitnym uczonym K. T. Compton'em) wykonał w 1923 roku doświadczenia, które doprowadziły go do wykrycia zupełnie nowego, a bardzo interesującego zjawiska, zwanego obecnie zjawiskiem lub *efektem Comptona.* Do 1929 r. poświęcono temu odkryciu około sto badań teoretycznych i doświadczalnych, co tłumaczy się jego doniosłem znaczeniem dla kwantowej teorji energji promienistej. Zjawisko Comptona jest szczególnym przypadkiem *rozproszenia promieni röntgenowskich* w warstwie powierzchniowej dowolnego ciała, przedewszystkiem jednak ciała stałego. Początkowo nie zdołano wywołać tego zjawiska, lecz już w 1924 r. ustalono niezbicie, że ono istnieje i zachodzi ściśle według zasad teorji kwantów. Przejdziemy do opisu i wytłumaczenia zjawiska Comptona.

Już dość dawno przed 1923 r. znany był szereg zjawisk, których wytłumaczenie wymagało założenia dodatkowego, że kwant energji promienistej, trafiając na powierzchnię ciała, zostaje przez nią *całkowicie absorbowany,* przyczem *całkowita* jego energja zużywa się na pracę i przekształca się w inną formę energji. Należą tu zjawiska fotochemiczne, fotoelektryczność oraz fotoluminescencja, które niżej rozpatrzymy. W związku z tem powstaje ciekawe zagadnienie ewentualnego *znalezienia zjawiska, w którem na wykonanie pewnej pracy zostałaby zużyta tylko część całego kwantu* ε, *natomiast reszta pozostałaby również w postaci kwantu światła* ε', *przyczem oczywiście* $\varepsilon' < \varepsilon$. Oznaczymy, przechodząc na język teorji falowej, częstość drgań i długość fali kwantu ε przez ν i λ, zaś kwantu ε' przez ν' i λ', tak że według wzoru (1) $\varepsilon = h\nu$ i $\varepsilon' = h\nu'$. Ponieważ $\varepsilon' < \varepsilon$, otrzymujemy

$$\nu' < \nu \text{ i } \lambda' > \lambda. \tag{10}$$

Oznacza to, że zamiast promieni padających o *danej* długości fali λ, otrzymamy rozproszone przez warstwę powierzchniową promienie *większej* długości fali λ', co odpowiada *przesunięciu promienia ku czerwonemu końcowi widma* (nalewo). Z punktu widzenia *teorji falowej,*

taka forma częściowej straty energji promienistej jest zupełnie niezrozumiała, ponieważ teorja ta wymaga, aby stracie energji towarzyszyło *zmniejszenie się amplitudy drgań*, osłabienie natężenia promieniowania, lecz w każdym razie nie zmniejszenie ich częstości, t. j. powiększenie długości fali; oznaczałoby to dla promieni *widzialnych* zmianę zabarwienia.

Możnaby się było spodziewać, że zjawisko *florescencji*, w którem mamy również przemianę energji promienistej długości fali λ na inną długość fali $\lambda' > \lambda$ (prawo Stokes'a, rozdz. IX, § 1) będzie odpowiadało istocie zjawiska, którego szukamy, ponieważ w języku teorji kwantów mamy tu padające na ciało kwanty ε, i rozproszone kwanty ε' przyczem $\varepsilon' < \varepsilon$. Zjawisko fluorescencji będzie niżej rozpatrzone, uważamy jednak za pożyteczne już teraz wyjaśnić powód, dla którego nie odpowiada ono naszemu schematowi. Wyjaśnienie bowiem fluorescencji z punktu widzenia teorji kwantów, polega na następującem. Kwant ε przy spotkaniu z atomem *zostaje całkowicie zużyty*, przyczem część tego kwantu ε' zużywa się na wzbudzenie atomu, t. j. na podniesienie elektronu z jego orbity normalnej na dalszą, reszta natomiast — na jakąkolwiek inną pracę, — np. na powiększenie zasobu energji cieplnej ciała. Przy powrocie elektronu na orbitę normalną, zostaje wysyłany oczywiście kwant ε' mniejszy od kwantu ε.

Zjawiska, odpowiadającego naszemu założeniu, t. j., gdy zachodzi strata jedynie części kwantu ε, natomiast reszta *zostaje w postaci kwantu* $\varepsilon' < \varepsilon$, należy oczekiwać, gdy *padający kwant* ε *jest bardzo duży*, zaś elektron, na który on działa, jest zupełnie swobodny lub *bardzo słabo związany z atomem*, tak że praca oderwania go od atomu jest bardzo mała. Okoliczność taka zachodzi w przypadku walencyjnych elektronów atomów, których ciężar atomowy jest nieduży, — np. *atomu węgla*. Bardzo duże ε mamy zaś w wypadku *promieni Röntgena*, szczególnie, jeśli wziąć promienie najtwardsze. Tak więc *można się spodziewać urzeczywistnienia naszego schematu*, t. j. zużycia tylko części kwantu ε, *jeśli skierować twarde promienie röntgenowskie na powierzchnię płytki węgla lub ciała bogatego w ten pierwiastek*. Muszą wtedy powstać promienie rozproszone, znajdujące się w widmie bardziej nalewo od promieni padających. Przekonamy się, że doświadczenia potwierdziły te rozumowania, lecz że *łącznie z promieniem przesuniętym* (ε', λ') *występuje również promień nieprzesunięty* (ε, λ). Oznacza to, że nie wszystkie kwanty ε trafiają w łatwo ruchliwe elektrony, którym oddają część swej energji, lecz że część tych kwantów rozprasza się przez warstwę powierzchniową bez zmiany swej wielkości. Można to wytłumaczyć jeszcze prościej, zakładając, że kwanty trafiają nie w lekki i ruchliwy elektron, lecz w ciężkie, a więc

trudno ruchliwe jądro atomu, od którego odskakują, ze zmienionym kierunkiem ruchu, lecz bez zmiany swej wielkości.

W 1923 r. A. H. Compton oraz uczony szwajcarski P. Debye niezależnie od siebie i w zupełnie identyczny sposób, rozstrzygnęli zagadnienie rodzaju zjawiska, jakie musi powstać, *gdy kwant światła* ε *spotka elektron*, w ich założeniu zupełnie swobodny, co niezupełnie odpowiada przypadkowi elektronu walencyjnego, np. atomu węgla; różnica powinna jednak być niewielka.

Bardzo prosty schemat geometryczny zadania, rozwiązanego przez Compton'a i Debye'a widzimy na fig. 17. Kwant ε leci w kierunku *ABD*, przyczem w punkcie *B* znajduje się elektron, w który kwant ten oczywiście uderzy. Skutkiem zderzenia elektron zostanie popchnięty w kierunku *BC* z prędkością v, przyczem energja tego ruchu powstała kosztem kwantu ε. Reszta kwantu ε, jako kwant ε', pędzi w kierunku *BF*. Dla danego kierunku *AB* strumienia kwantów ε mogą w ostatecznym wyniku powstać zupełnie różne zjawiska, zależnie od rodzaju uderzeń kwantów w elektrony. Oznacza to, że kierunek i prędkość elektronu oraz kierunek i wielkość kwantu ε' mogą być bardzo różne. Otrzymujemy *rozproszenie elektronów*, a jednocześnie rozproszenie promieni röntgenowskich, przyczem promienie rozproszone w różnych kierunkach mają niejednakową długość fali, ponieważ ε' jest niejednakowe. Zadanie staje się jednak zupełnie określonem, jeżeli uwzględnić, że doświadczalnie obserwujemy promienie rozproszone o pewnym *określonym kierunku BF*, którego wybór zarówno jak i wybór kierunku *AB* pierwotnych promieni röntgenowskich zależy od nas. Oznaczamy przez φ (p. fig. 17) kąt *DBF* pomiędzy kierunkiem *ABD* padających promieni röntgenowskich i kierunkiem *BF*, w którym obserwujemy promienie rozproszone; przez ψ oznaczymy kąt *DBC*, wyznaczający kierunek ruchu elektronu po zderzeniu z kwantem ε. Mamy w ten sposób pięć wielkości ε, ε', φ, ψ i v. Zamiast prędkości v elektronu po zderzeniu możemy rozważać energję kinetyczną jego ruchu *J*. Z tych pięciu wielkości *od nas zależy wybór* ε i φ, t. j. w języku teorji falowej, *długość fali promieni padających w kierunku AB*,

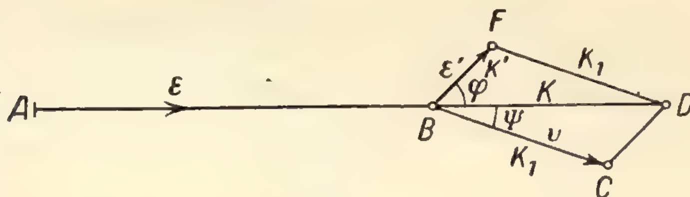


Fig. 17

i kierunku obserwacji BF. Okazuje się, że wszystkie pięć wielkości są pozatem ze sobą związane jeszcze w ten sposób, że gdy ε' i v (lub J) zostały znalezione, wtedy kąt ψ łatwo już obliczyć.

Compton i Debye rozwiązali zadanie, stosując zasady mechaniki, dotyczące zderzenia ciał, z których zasada zachowania energji głosi, że energja ε musi równać się energji ε' dodanej do energji J elektronu:

$$\varepsilon = \varepsilon' + J. \tag{11}$$

Drugiej zasady nie będziemy tu rozpatrywali; wystarczy nadmienić, że dość skomplikowane rachunki prowadzą do wzorów, które dają możność łatwego obliczenia ε' i v (lub J), oraz kąta ψ, przyczem wszystkie trzy wielkości są wyrażone zapomocą wybranych przez nas, a więc znanych wielkości ε i ψ. Bezpośrednio dana jest oczywiście długość fali λ padających promieni röntgenowskich, którą z kwantem ε wiąże równ. (3) pozwalające wprowadzić do wszystkich wzorów λ zamiast ε oraz λ' zamiast ε', gdzie λ' jest długością fali promienia rozproszonego, obserwowanego w obranym kierunku *BF*, określonym przez kąt φ. W ten sposób *ostatecznie otrzymujemy* λ', v (lub J) i φ wyrażone zapomocą znanych wielkości λ i φ. Jeżeli kąt λ' równy jest 90^0, to na λ' mamy zadziwiająco prosty wynik. W § 1 tego rozdz. przekonaliśmy się, że istnieje promień, którego kwant ma masę równą masie elektronu. Oznaczmy długość fali tego promieniowania przez $\bar{\lambda}$; $\bar{\lambda} = 0{,}0243$ Å, p. równ. (9). Okazuje się, że dla $\varphi = 90^0$:

$$\lambda' = \lambda + \bar{\lambda} = \lambda + 0{,}0243 \text{ Å}. \tag{12}$$

Widzimy, że dla $\varphi = 90^0$ przesunięcie promienia jest bardzo małe; to znaczy, że ε' jest obardzo niewiele mniejsze od ε. Przesunięcie promienia nie zależy od długości jego fali λ. Okazuje się, że dla innego φ różnego od 90^0, przesunięcie jest inne, i również nie zależy od λ. (Dla czytelników obeznanych z wielkościami trygonometrycznemi, podajemy wzór, dotyczący dowolnego φ. Ma on postać następującą:

$$\lambda' = \lambda + 2\bar{\lambda} \sin^2 \frac{\varphi}{2} = \lambda + 0{,}0486 \sin^2 \frac{\varphi}{2}]$$

Gdy φ jest mniejsze od 90^0, wówczas przesunięcie promienia jest *jeszcze mniejsze* od λ; w tym wypadku ε' jeszcze mniej różni się od ε, a elektron otrzymuje tylko niewielką prędkość v lub niewielką energję J, p. (11). Jeżeli zaś φ jest większe od 90^0 t. j. kwant ε' leci niejako z powrotem (wlewo na fig. 17), wtedy przesunięcie promienia będzie więk-

sze od λ, a elektron otrzyma większą prędkość v lub większą energję J, przyczem kąt ψ będzie mały. Największe przesunięcie promienia otrzymamy dla $\varphi = 180^0$, gdy kwant ε' biegnie w kierunku od B do A. Mamy wtedy dla

$$\varphi = 180^\circ : \lambda' = \lambda + \overline{2\lambda} = \lambda + 0{,}0486 \text{ Å}. \tag{13}$$

Elektron pędzi w tym wypadku w kierunku od B do D. Wypadek ten nie daje się praktycznie urzeczywistnić, ponieważ należałoby obserwować od strony A, zasłaniając promień padający AB. W każdym więc razie musimy brać kąty φ nieco mniejsze od 180^0.

Co się tyczy doświadczalnego zbadania zjawiska C o m p t o n a, to należy oczywiście wziąć pod uwagę wszystkie założenia wyżej podanej teorji tego zjawiska. Zakładaliśmy mianowicie, że elektron jest nieruchomy i swobodny lub bardzo słabo związany z atomem, tak że można zaniedbać pracę jonizacji atomu, to zaś możliwe jest tylko wtedy, gdy kwant ε jest bardzo duży. Stąd wynika, że próby rozproszenia promieni przez warstwę powierzchniową ciała mogą dać tylko wtedy wyniki zgodne z wnioskami teoretycznemi, np. ze związkiem (12), jeżeli stosować promienie o bardzo małej długości fali, jakiemi są promienie *gamma* lub krańcowe promienie röntgenowskie, i kierować je na powierzchnię ciał, których atomy mają stosunkowo słabo związane elektrony. Należą tu, jak już mówiliśmy, atomy pierwiastków o małym ciężarze atomowym, ponieważ jądra ich mają mały ładunek dodatni i z tego względu stosunkowo nie tak silnie hamują ruch elektronów. Do takich pierwiastków należy węgiel (grafit), zamiast którego można też stosować ciało bogate w węgiel, jak np. parafinę, papier i t. p.

W swych pierwszych ścisłych doświadczeniach A. H. C o m p t o n stosował promienie K_α molibdenu ($\lambda = 0{,}71$ Å), które kierował pod różnemi kątami na powierzchnię *grafitu*, obserwując promienie rozproszone w różnych kierunkach φ, przeważnie jednak dla $\psi = 90^0$, w tym przypadku zmiana długości fali musi być zgodnie z teorją równa 0,024 Å. *Doświadczenia potwierdziły istnienie zmiany długości fali przy rozproszeniu użytych promieni röntgenowskich*, przyczem jako przeciętną wielu obserwacyj otrzymano na zmianę długości fali liczbę 0,019 Å, co, uwzględniając niezmierne trudności pomiaru tak małych zmian długości fali, jest wynikiem dość zadawalającym. W ten sposób *po raz pierwszy stwierdzono doświadczalnie, że możliwy jest przypadek, tylko częściowego zużycia kwantu przy zderzeniu z elektronem*, reszta zaś porusza się w innym kierunku w postaci zmniejszonego kwantu. Dalsze doświadczenia wykonał A. H. C o m p t o n

z promieniami *gamma* ($\lambda = 0{,}024\ \mathring{A}$) i promieniami Röntgena ($\lambda = 0{,}12$ do $\lambda = 0{,}32\ \mathring{A}$). Nie będziemy podawać wyników liczbowych, wystarczy nadmienić, że dla grafitu, parafiny i glinu były one zgodne z temi, które przewiduje teorja. Lecz dla miedzi, cynku i ołowiu, aczkolwiek obserwowano zmiany długości fali, lecz wielkość tej zmiany była o wiele mniejsza od przewidywań teoretycznych np. dla $\varphi = 90^0$ dla ołowiu i $\lambda = 0{,}17\ \mathring{A}$ znaleziono przesunięcie $0{,}011\ \mathring{A}$ zamiast $\lambda = 0{,}024\ \mathring{A}$. Jest to zrozumiałe, gdyż dla ołowiu o stosunkowo dużym ciężarze atomowym, podstawy teorji przestają być słuszne. Nie zatrzymujemy się na licznych badaniach zjawiska Comptona, wykonanych przez innych uczonych. Dla ilustracji przytoczymy jeden z wyników doświadczeń uczonych niemieckich, H. Kallmanna i H. Marka, wykonanych w 1925 r.; promienie rozproszone były przez nich kierowane na płytę fotograficzną. Na fig. 18 widzimy jedno z otrzymanych zdjęć. Badacze ci stosowali promienie K_α i $K\beta$ molibdenu oraz grafit; przypomnijmy, że długość fali dla promienia α jest większa, niż dla promienia β. Na fig. 18 długości fali rosną z *lewej ku prawej stronie.* Rysunek górny *(a)* dotyczy przypadku $\varphi = 72^0$, dolny *(b)* — przypadku $\varphi = 90^0$; widzieliśmy, że przesunięcie promienia musi być większe dla $\varphi = 90^0$, niż dla $\varphi = 72^0$. Na każdym z rysunków mamy z *prawej strony* promień K_α, z lewej promień $K\beta$; wiemy że promień β jest słabszy od promienia α, p. fig. 4, rozdz. V § 2. Każdy promień t. j. K_α i K_β dla $\varphi = 72$ i $\varphi = 90$ jest rozdwojony. W każdej parze linja lewa jest nieprzesunięta, prawa przesunięta. Jasnem jest, że lewe prążki znajdują się na rysunkach *a* i *b* na tem samem miejscu. Prążki przesunięte znajdują się z prawej strony nieprzesuniętych, t. j. od strony rosnących długości fali. Widać doskonale, że przesunięcie dla $\varphi = 90^0$ jest większe, niż dla $\varphi = 72^0$. Wielkość przesunięcia równa się $0{,}0170\ \mathring{A}$ dla $\varphi = 72^0$ i $0{,}0241\ \mathring{A}$ dla 90^0, natomiast teorja daje $0{,}0168\ \mathring{A}$ i $0{,}0243\ \mathring{A}$; zgodność jest więc doskonała.

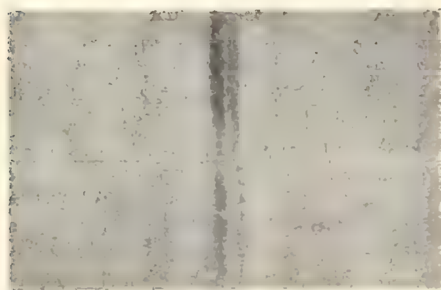


Fig. 18

Nie będziemy rozpatrywać skomplikowanego zagadnienia *elektronów rozproszonych,* dla których teorja daje kierunek ruchu, t. j. kąt ψ,

(fig. 17) i prędkość v lub energję J. Naszkicowana wyżej teorja prowadzi do wniosku, że elektrony biegną zawsze w kierunkach, dla których kąt ψ (fig. 17) jest niewiększy od 90^0, natomiast kąt φ może mieć wszystkie wartości od 0^0 do 180^0. Im ψ jest większy, tem mniejsza jest prędkość v lub energja elektronu J. Największą prędkość v otrzymujemy dla $\psi = 0$, gdy elektron leci w kierunku BD, a kwant ε' w kierunku od B do A ($\psi = 180^0$). Gdy $\varphi = 0$, t. j. kwant ε' leci w kierunku BD, to $\psi = 90^0$ i $v = 0$; w tym wypadku $\varepsilon' = \varepsilon$. Zwróćmy tu uwagę tylko na jedną okoliczność. Niejednokrotnie mówiliśmy o zjawiskach fotoelektrycznych, które polegają na tem, że promienie padające na powierzchnię ciała, wyrywają z niego elektrony. Jedno z doniosłych zagadnień przy badaniu doświadczalnem polega na tem, aby móc odróżnić elektrony zjawiska Comptona od fotoelektronów, które powstają w zjawisku fotoelektrycznem. Zagadnieniem tem zajmowało się wielu uczonych.

§ 3. Zjawisko Ramana, Mandelstama i Landsberga.

W § 1 poznaliśmy kwant światła o wielkości ε, wyznaczonej przez równ., p. (3):

$$\varepsilon = h\nu, \tag{14}$$

gdzie wartość liczbową stałej h dla ε danego w ergach mamy w (8), zaś ν jest według teorji falowej częstością drgań. W § 2 mówiliśmy początkowo, że znany jest cały szereg wypadków, gdy kwant światła zużywa się *całkowicie* na wykonanie pewnej pracy. Wypadki te rozpatrzymy w rozdziałach VII, VIII i § 3 rozdz. IX. Następnie omówiliśmy tam *zjawisko Comptona*, w którem odbywa się jakby *rozkład kwantu światła:* część zużywa się na pracę, przechodząc w energję ruchu elektronu, część zaś pozostaje w formie zmniejszonego kwantu, któremu według teorji falowej odpowiada zmniejszona częstość ν, lub, co jest identyczne, *zwiększona długość fali*, t. j. przesunięcie promienia *nalewo*. Obecnie poznamy zjawisko wykryte w 1928 roku, w którem 1^0 odbywa się również rozkład kwantu światła; 2^0 po raz pierwszy zostaje stwierdzona możliwość czegoś w rodzaju *przyłączenia* jednego kwantu do drugiego, t. j. *powiększenia kwantu*, co zgodnie z teorją falową odpowiada powiększeniu liczby drgań lub *zmniejszeniu długości fali*, t. j. przesunięciu promienia *naprawo;*

3^0 również po raz pierwszy, zostaje stwierdzone istnienie zjawiska, którego możliwość przewidział Einstein w 1916 r.

Zanim przejdziemy do rozpatrzenia tego nowego zjawiska musimy przedewszystkiem zaznajomić się z *poglądem Einsteina*, o którym przed chwilą była mowa. Niejednokrotnie zwracaliśmy uwagę, że zarówno atom, jak i cząsteczka mogą w ciągu pewnego czasu trwać wyłącznie w jednym z pośród szeregu „możliwych" stanów, któremu odpowiada zupełnie określony zasób energji, p. rozdz. III, koniec § 3, rozdz. IV, § 8 i 10. Te zasoby energji oznaczyliśmy przez J_1, J_2, J_3, J_4 i t. d., zakładając, że każdy z następnych jest większy od poprzedniego. Najmniejszy J_1 odpowiada *normalnemu* stanowi, w którym cząsteczka może pozostawać w ciągu nieograniczenie długiego czasu; wszystkie pozostałe są to stany *wzbudzone* atomu lub cząsteczki. Dwie dowolne z tych wielkości oznaczyliśmy przez J_k i J_i, zakładając, że k jest mniejsze od i, t. j. że J_k jest większe od J_i. Wielkości J_1, J_2, J_3 i t. d. J_k i J_i charakteryzują poziomy energetyczne, na których znajduje się atom lub cząsteczka; mówiliśmy, że każdy następny leży *wyżej* od poprzedniego. Podniesienie na poziom wyższy (powiększenie zasobu energji) jest możliwe tylko kosztem zużycia pracy, i widzieliśmy w rozdz. VI, że praca ta może być wykonana kosztem energji ruchu elektronu. W rozdz. IX przekonamy się, że wzbudzenie atomu lub cząsteczki, lub powiększenie już istniejącego wzbudzenia, t. j. podniesienie z poziomu J_i do poziomu J_k, może być również wywołane kosztem kwantu światła, którego energja $\varepsilon = h\nu$ zostaje zużyta na pracę takiego podniesienia. Mamy w tym wypadku związek:

$$J_k - J_i = h\nu. \tag{15}$$

Przejście odwrotne od J_k do J_i *może* się odbyć samorzutnie, a zużyta pierwotnie energja atomu lub cząsteczki, zgodnie z trzecim postulatem Bohra, p. rozdz. IV § 3, równ. (10) wyzwala się i ulega przemianie w jeden kwant światła, przyczem ponownie słuszne jest równ. (15), które w ten sposób stosuje się jednakowo w obu wypadkach: w pierwszym wypadku mamy przejście od J_k do J_i, któremu towarzyszy *pochłanianie* kwantu światła $\varepsilon = h\nu$, w drugim przejście od J_k do J_i z towarzyszącą mu *emisją* tego samego kwantu.

Podwójne znaczenie równości (15) wyjaśnia istotę *prawa Kirchhoffa*, które sformułowaliśmy w rozdz. III, koniec § 5; ciało, znajdujące się w określonym stanie (temperatura, wzbudzenie), wysyła i pochłania jedno i to samo promieniowanie, t. j. jedne i te same kwanty

$\varepsilon = h\nu$. Widma emisyjne i absorbcyjne są dla danego ciała jednakowe, jeżeli oczywiście oba widma obserwujemy w tym samym stanie ciała.

Gdy kwant światła trafia w *już wzbudzony* atom lub cząsteczkę, wówczas, zgodnie z poglądem A. Einsteina, istnieją dwie możliwości. Po pierwsze, jak już wiemy, energja kwantu może być zużyta na *powiększenie wzbudzenia*, t. j. na pracę podniesienia atomu lub cząsteczki na jeszcze wyższy poziom energetyczny. Po drugie, i na tem polega śmiała i głęboka idea Einsteina, *uderzenie nadlatującego kwantu światła może zmusić atom lub cząsteczkę do powrotu do stanu mniejszego wzbudzenia lub nawet do stanu normalnego, t. j. na niższy poziom energetyczny.* Przejściu temu musi towarzyszyć wyzwolenie energji w formie np. nowego kwantu światła. Wypadek ten nazwać można *ujemnem pochłanianiem*, bowiem tutaj przy działaniu strumienia energji promienistej na materję następuje nie pochłanianie kwantów światła, lecz odwrotnie, emisja jeszcze nowych kwantów. Do 1928 r., t. j. w ciągu 12 lat przewidziane przez Einsteina tego rodzaju ujemne pochłanianie było tylko domysłem teoretycznym, nie było bowiem ani jednego faktu, któryby istnienie takiego zjawiska potwierdzał i jednocześnie rozstrzygnął *zagadnienie dalszych losów wyzwolonego z cząsteczki wzbudzonej kwantu.* Doświadczalne potwierdzenie możliwości ujemnego pochłaniania i rozwiązania przed chwilą wspomnianego zagadnienia miało więc olbrzymie znaczenie naukowe.

Obecnie musimy w paru słowach omówić trzy zagadnienia, które w dalszym ciągu będziemy spotykać.

I. Widzieliśmy, rozdz. IV § 8 (wyrazy widmowe), jak olbrzymie znaczenie dla wyznaczenia wyrazów widmowych, t. j. właściwie poziomów energetycznych, ma zbadanie widma danego ciała; widać to we wskazanem miejscu z równ. (33). Poznanie wyrazów widmowych jest najważniejszą może drogą prowadzącą do rozwiązania zagadki budowy atomów oraz cząsteczek. *Bardzo ważną rolę gra w ostatnim przypadku zbadanie podczerwonej części widma.* Zwykle bada się podczerwone *widma pochłaniania.* Jednakże badanie to jest bardzo trudne pod względem doświadczalnym, wskutek czego dotychczas znany jest rozkład nielicznych prążków i pasm widm podczerwonych, i przytem tylko dla bardzo niewielu ciał. Niektóre prążki i pasma widm podczerwonych mogą być wyznaczone na podstawie zbadania budowy widzialnych pasm widm. Lecz sposób ten nie daje pewnych wyników.

II. Przekonaliśmy się, że wzbudzenie atomu lub cząsteczki może być skutkiem zderzenia elektronu (rozdz. VI) lub pochłaniania kwantu światła (p. wyżej i rozdz. IX). Jednakże znamy inny jeszcze przypadek wzbudzenia, o którym tu w paru słowach wspomnimy. Jak wiadomo, atomy lub

cząsteczki, z których składa się materja, są w szybkim ruchu postępowym, t. j. poruszają się szybko i w sposób bezładny we wszystkich możliwych kierunkach, bez przerwy zderzając się ze sobą. Im wyższa jest temperatura, tem szybszy jest ten ruch, który czasami nazywa się cieplnym, ponieważ energja jego stanowi część energji cieplnej. Pozostałe trzy ruchy, wymienione w rozdz. IV § 10, musimy oczywiście również uważać za ruch cieplny. Im wyższa jest temperatura, tem większa jest energja tego ruchu. *Przy zderzeniu dwóch cząsteczek część energji cieplnej jednej cząsteczki (lub obu) może przejść w energję wzbudzenia drugiej*, która przechodzi przytem z jednego poziomu energetycznego na wyższy, przedewszystkiem z normalnego J_1 na J_2, J_3 i t. d. *Im wyższa jest temperatura ciała, tem większa jest w niem liczba wzbudzonych cząsteczek.*

III. Przypomnijmy jeszcze o jednem powszechnie znanem i już w zeszłem stuleciu teoretycznie i doświadczalnie zbadanem zjawisku *wewnętrznej dyfuzji czyli rozproszenia światła.* Gdy wiązka promieni świetlnych przechodzi przez dowolny ośrodek, stały, ciekły lub gazowy, wówczas *cząsteczki* ośrodka rozrzucają niejako promienie we wszystkich kierunkach. Rozproszenie to wywołują również obce drobiny, znajdujące się w danej substancji, np. pyłki. Szczególnie łatwo obserwować rozproszenie, jeśli patrzeć na wiązkę promieni, przechodzących przez dany ośrodek z boku, droga promieni jest w tym wypadku wyraźnie widoczna. Wiadomo powszechnie, jak wyraźnie występuje droga wiązki promieni słonecznych w pokoju, dzięki rozpraszaniu promieni, wywołanemu unoszącemi się w powietrzu pyłkami. Lecz i cząsteczki powietrza lub innego ośrodka przezroczystego wywołują rozpraszanie światła, przyczem stopień rozpraszania, jak to udowodnił uczony angielski Rayleigh, szybko rośnie wraz ze zmniejszaniem się długości fali promieni. Promienie niebieskie o wiele silniej ulegają rozproszeniu, niż żółte i czerwone, co też tłumaczy zabarwienie nieba. Wewnętrzne rozpraszanie promieni odbywa się bez zmiany częstości drgań. Stąd wynika, że *widmo światła rozproszonego jest zupełnie identyczne z widmem źródła,* którego promienie były skierowane poprzez ciało badane.

Możemy obecnie przejść do opisu zadziwiającego nowego zjawiska optycznego, które zostało wykryte w początkach 1928 roku prawie jednocześnie, i oczywiście niezależnie od siebie, przez uczonego C. V. Ramana i jego ucznia K. S. Krishnana w Kalkucie i uczonych rosyjskich L. J. Mandelstama i G. S. Landsberga w Moskwie. Raman natychmiast opublikował swe odkrycie drukiem (31 marca); zjawisko owe zaobserwował on w różnych *cieczach.* Uczeni zaś rosyjscy dostrzegli je w kwarcu krystalicznym oraz w szpacie wapiennym, t. j.

ciałach stałych i opublikowali swe wyniki dopiero w lipcu tegoż roku. To też według przyjętego zwyczaju pierwszeństwa publikacji, zjawisko to otrzymało nazwę *zjawiska Ramana*.

Zjawisko Ramana zostało zaobserwowane głównie w cieczach, oraz w niewielu ciałach stałych, przyczem brano tylko substancje zupełnie przezroczyste w zwykłym sensie słowa i przytem bezbarwne. Poprzez ciało badane przepuszczano światło, dające *widmo prążkowe*, t. j. składające się z szeregu poszczególnych różnobarwnych promieni; stosowano przytem światło *kwarcowej lampy rtęciowej*, obecnie dość rozpowszechnionej, ponieważ stosuje się ją często w medycynie (górskie słońce). Wiązka promieni, które lampa wysyła, wywołuje wewnątrz badanej substancji zjawisko *rozpraszania światła*, którego widmo, *identyczne z widmem świecącej pary rtęci*, fotografujemy z boku, nastawiając spektroskop prostopadle do kierunku wiązki padającej. Jednakże przy bardzo długich ekspozycjach, trwających początkowo wiele dziesiątków godzin, *pojawiają się nowe prążki widmowe*, których nie było w widmie pary rtęci, odpowiadające bardzo słabemu promieniowaniu, zmieszanemu ze stosunkowo jasnem promieniowaniem rozproszonem. *Powstanie tego nowego promieniowania przy wewnętrznem rozproszeniu światła stanowi właśnie istotę zjawiska Ramana*. Nazwijmy prążki widmowe źródła, w tym wypadku świecącej pary rtęci, *prążkami zasadniczemi* i oznaczmy częstość tego *prążka zasadniczego*, na którym skupiamy naszą uwagę, literą N. Okazuje się, że nowe prążki mają własności następujące:

I. *Z każdej strony prążka zasadniczego powstaje grupa nowych prążków*, przyczem niektóre z nich mogą się znaleźć dość daleko od zasadniczego. Tak więc, prążek zasadniczy może być niebieski, jeden zaś z nowych — zielony.

II. *Obie grupy nowych prążków są rozmieszczone zupełnie symetrycznie w stosunku do prążka zasadniczego.* Oznacza to, że jeżeli $N—n_1$, $N—n_2$, $N—n_3$ i t. d. będą częstościami prążków, które znajdują się od strony czerwonego końca widma, t. j. nalewo od prążka zasadniczego, to częstości nowych prążków, znajdujących się z drugiej strony (naprawo) od prążka zasadniczego, będą równe $N+n_1$, $N+n_2$, $N+n_3$ i t. d.

III. *Liczby n_1, n_2, n_3* i t. d., wyznaczające rozmieszczenie nowych prążków, *nie zależą od tego, jaki prążek widmowy obierzemy jako zasadniczy.* Źródło (para rtęci lub innego ciała, dającego widmo prążkowe) jak również wybór promienia wzbudzającego, nie odgrywają tu żadnej roli. Krócej: liczby n_1, n_2, n_3 nie zależą od N.

IV. *Liczby n_1, n_2, n_3 i. t. d. zależą jedynie od rodzaju ciała badanego;* są one dla tego ciała charakterystyczne.

V. Grupa nowych prążków, których częstości są $N+n_1$, $N+n_2$, $N+n_3$ i t. d., są o wiele słabsze od prążków $N-n_1$, $N-n_2$, $N-n_3$ i t. d. i występują one w mniejszej liczbie od tych ostatnich.

VI. W wyższych temperaturach ciała badanego prążki $N+n_1$, $N+n_2$, $N+n_3$ i t. d. *stają się silniejsze oraz liczba ich rośnie*, natomiast prążki $N-n_1$, $N-n_2$, $N-n_3$ i t. d. nie ulegają zmianie.

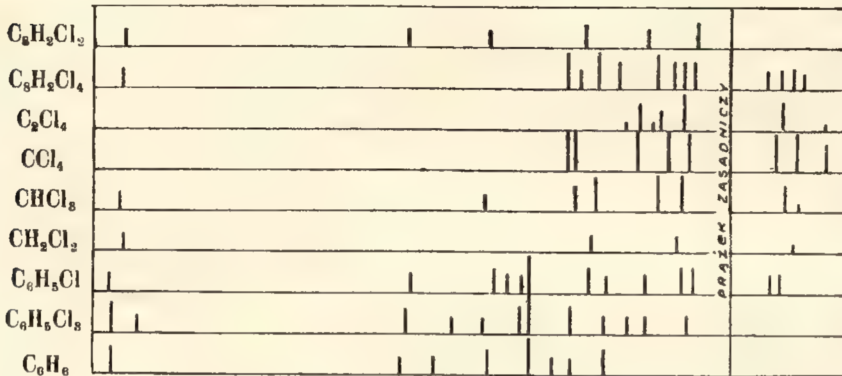


Fig. 19

Na fig. 19 dajemy *schematyczny* rysunek P. Pringsheima (1928). Mamy tu rozkład nowych prążków dla dziesięciu substancyj; są to wszystko przezroczyste, bezbarwne ciecze organiczne. Z lewej strony mamy wzory chemiczne tych ciał, t. j. wskazane są atomy, wchodzące w skład cząsteczek ciała, przyczem *C* jest atomem węgla, *H* — wodoru, *Cl* — chloru. Tak np. wzór drugiego ciała od góry wskazuje, że jego cząsteczka składa się z ośmiu atomów węgla, dwu — wodoru i czterech — chloru. Piąte ciało ($CHCl_3$) jest to chloroform, ostatnie (C_6H_6) — benzol. Linja z prawej strony wykresu, przechodząca od góry na dół poprzez wszystkie dziewięć widm, oznacza zasadniczy (wzbudzający) prążek (częstość *N*), jest to mianowicie niebieski prążek świecącej pary rtęci o długości fali 4358 Å. Nowe prążki oznaczono kreseczkami, których długości odpowiadają natężeniu ich świecenia. Z lewej strony prążka zasadniczego wykreślono prążki $N-n_1$, $N-n_2$, $N-n_3$ i t. d., których liczba dochodzi do 11; krańcowe prążki z lewej strony znajdują się w już w *zielonej* części widma, a długość ich fali wynosi około 5000 Å. Z prawej strony prążka zasadniczego znajdują się nowe prążki $N+n_1$, $N+n_2$, $N+n_3$ i t. d. Widzimy, że liczba ich jest niewielka (niewiększa od 4) i że są one słabsze od prążków lewostronnych; dla trzech substancyj nie udało się ich wogóle

dostrzec. Widać wyraźnie, że prążki lewo- i prawostronne są rozmieszczone zupełnie *symetrycznie* w stosunku do prążka zasadniczego. Prążki te *nie mogą należeć do widma światła rozproszonego*, ponieważ widmo to jest identyczne z widmem *źródła* promieni (a więc tu lampy rtęciowej).

Powstanie nowych prążków tłumaczy się w sposób następujący. Cząsteczka ciała badanego posiada takie poziomy energetyczne, że przy przejściu cząsteczki z jednego poziomu na drugi wysyła ona względnie pochłania kwanty energji promienistej, odpowiadające, zgodnie z równ. (15), promieniowaniom, leżącym w *podczerwonej* części widma. Liczby n_1, n_2, n_3 i t. d. *są to częstości podczerwonych prążków widma ciała badanego.*

Oznaczmy przez ε_1, ε_2, ε_3 i t. d. kwanty tych promieni podczerwonych; przez ε kwant promienia zasadniczego (częstości N). Mamy wtedy:

$$\varepsilon_1 = hn_1,\ \varepsilon_2 = hn_2,\ \varepsilon_3 = hn_3 \text{ i t. d.} \tag{16}$$

$$\varepsilon = hN. \tag{17}$$

Należy zgodnie z powyższem odróżnić dwa możliwe przypadki podczas uderzenia kwantu ε promienia zasadniczego w cząsteczkę ciała badanego.

1. *Przypadek pierwszy. Kwant ε trafia w cząsteczkę niewzbudzoną.* Pewna jego *część*, równa jednej z wartości $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ i t. d., zostaje zużyta na wzbudzenie cząsteczki, t. j. na przejście jej ze stanu niewzbudzonego (normalnego) do jednego z dozwolonych wyższych poziomów energetycznych. Gdy cząsteczka wraca bezpośrednio lub poprzez szereg stanów przejściowych do stanu normalnego, wówczas następuje emisja kwantu poprzednio pochłoniętego. Powstający przytem promień podczerwony może być obserwowany jedynie przy zastosowaniu specjalnych środków eksperymentalnych. *Reszta* tego kwantu ε, t. j. jeden z kwantów

$$\begin{aligned} \varepsilon-\varepsilon_1 &= hN - hn_1 = h(N-n_1) \\ \varepsilon-\varepsilon_2 &= hN - hn_2 = h(N-n_2) \\ \varepsilon-\varepsilon_3 &= hN - hn_3 = h(N-n_3) \text{ i t. d.} \end{aligned}$$

zostaje przez cząsteczkę odrzucona w dowolnym kierunku. Skutkiem takiego działania ogromnej liczby cząsteczek powstają rozproszone we wszystkich kierunkach promieniowania o częstościach równych oczywiście

$$N-n_1,\ N-n_2,\ N-n_3 \text{ i t. d.}$$

W ten sposób jasnem się staje powstanie nowych prążków, które znajdują się z lewej strony prążka zasadniczego.

II. *Przypadek drugi. Kwant* ε *trafia w cząsteczkę już wzbudzoną*, wskutek jej niedawnego zderzenia z inną cząsteczką (p. wyżej), która nie zdążyła jeszcze wrócić do stanu normalnego, t. j. emitować jeden z kwantów ε_1, ε_2, ε_3 i t. d. Zgodnie z wyżej wyłożonym poglądem Einsteina, zderzenie kwantu ε może ułatwić powrót cząsteczki wzbudzonej do jej stanu normalnego, przyczem powinien się z niej wówczas wyzwolić jeden z kwantów ε_1, ε_2, ε_3 i t. d. *Kwant ten zlewa się z kwantem* ε *w jeden nowy kwant*, równy jednej z wielkości, p. (16) i (17):

$$\varepsilon + \varepsilon_1 = hN + hn_1 = h(N+n_1)$$
$$\varepsilon + \varepsilon_2 = hN + hn_2 = h(N+n_2)$$
$$\varepsilon + \varepsilon_3 = hN + hn_3 = h(N+n_3) \text{ i t.d.}$$

Ten nowy kwant wybiega z cząsteczki w pewnym dowolnym kierunku. Zbiór ogromnej liczby cząsteczek daje rozproszone we wszystkich kierunkach promieniowanie, którego częstości są równe

$$N+n_1,\ N+n_2,\ N+n_3 \text{ i t. d.}$$

W ten sposób wytłumaczyliśmy powstanie nowych prążków, znajdujących się z prawej strony prążka zasadniczego.

Przytoczyliśmy 6 punktów, które charakteryzują nowe zjawisko. Z nich pierwsze cztery zostały wytłumaczone, bowiem, jak widać z powyższego, liczby n_1, n_2, n_3 i t. d., wyznaczające położenie nowych prążków w stosunku do zasadniczego, zależą jedynie od rodzaju cząsteczki, lecz zgoła nie zależą od rodzaju działającego zzewnątrz światła, t. j. od częstości N prążka zasadniczego. Punkt V tłumaczy się również bardzo łatwo tem, że w zwykłej temperaturze liczba cząsteczek wzbudzonych jest bardzo mała w stosunku do liczby normalnych. To też kwant ε ma o wiele mniej szans trafić w cząsteczkę już wzbudzoną, co spowodowałoby powstanie promieni $N+n_1$, $N+n_2$ i t. d., aniżeli w cząsteczkę normalną, przyczem powstają promienie $N-n_1$, $N-n_2$ i t. d. Ponieważ zaś natężenie energji promienistej zależy od *gęstości* strumienia kwantów światła (rozdz. VII, § 1), więc punkt V jest w ten sposób wytłumaczony. Wreszcie punkt VI łatwo się tłumaczy tem, że ze wzrostem temperatury rośnie również liczba cząsteczek wzbudzonych.

Przejdziemy do najważniejszego dla nas zagadnienia: *znaczenia* rozpatrzonego nowego zjawiska. Znaczenie to polega na następującem:

I. Zjawisko Ramana *potwierdza* pogląd, że energja kwantu światła może być zużyta nietylko cała naraz, lecz i *częściowo*, przyczem reszta

energji powstaje w formie kwantu, któremu odpowiada *zmniejszona częstość N—n* (gdzie n jest jedną z liczb n_1, n_2, n_3 i t. d.), a więc i zwiększona długość fali.

Taki sam podział kwantu na dwie części odbywa się, jak widzieliśmy, w zjawisku Comptona (§ 2). W tym ostatnim jednak wypadku część kwantu przechodzi w energję kinetyczną ruchu elektronu, tutaj zaś — w energję potencjalną cząsteczki wzbudzonej.

II. Nowe zjawisko wskazuje, że *istotnie możliwe jest zjawisko*, które intuicyjnie przewidział Einstein (p. wyżej): cząsteczka wzbudzona pod wpływem zderzenia przechodzi do stanu normalnego; zderzenie sprzyja temu przejściu, ono je przyśpiesza.

III. Zostało rozstrzygnięte zagadnienie losu owego kwantu światła, który jest w tym wypadku przez cząsteczkę wysyłany przy przejściu ze stanu wzbudzonego do normalnego. Okazuje się, że nowy ten kwant *łączy się z kwantem uderzającym, zlewa się z nim*, przyczem powstaje kwant o zwiększonej częstości $N+n$, a więc zmniejszonej długości fali. *Mamy więc zupełnie nowe zjawisko*, nigdy dotychczas nie obserwowane.

IV. *Otrzymaliśmy zadziwiająco prosty sposób wyznaczenia częstości podczerwonych prążków i pasm widm różnych ciał.* Mówiliśmy wyżej, że bardzo doniosłe dla zagadnienia budowy atomu zbadanie widma podczerwonego jest pod względem doświadczalnym bardzo utrudnione. Wyniki, które udało się dotychczas otrzymać, są nieliczne i mało między sobą zgodne. Liczby n_1, n_2, n_3 i t. d. są, jak widzieliśmy, częstościami promieniowań, które ciało badane może wysyłać. Lecz liczby te są *niewielkie* w stosunku do częstości N widzialnego promienia działającego; wielkość ich wskazuje, że są to częstości promieniowań podczerwonych. Obecnie wystarczy tylko wziąć różnicę częstości prążka podstawowego (N) oraz nowych prążków $(N-n_1$, $N-n_2$, $N-n_3$ i t. d. lub $N+n_1$, $N+n_2$ i t. d.), aby odrazu otrzymać żądane częstości n_1, n_2 i t. d., a więc również długości fal tak doniosłych i tak trudnych do obserwacyj promieniowań podczerwonych.

Fig. 19 wykazuje ciekawy fakt: wszystkie ciała, zawierające *jednocześnie* atomy węgla (C) oraz wodoru (H), dają lewostronny krańcowy prążek zielony; dwie substancje (CCl_4 i C_2Cl_4) nie zawierające wodoru, prążka tego nie dają. Liczba dokonanych w tej dziedzinie badań jest bardzo wielka i dały one już niemało nowych i ciekawych wyników. Wspomnijmy tylko, że znakomity eksperymentator amerykański R. W. Wood o tyle udoskonalił metody badania zjawiska, że otrzymanie fotografji

nowych prążków wymaga paru minut, a nie, jak dawniej, dziesiątków godzin.

Nowe to odkrycie pozwala oczekiwać jeszcze obfitszych wyników naukowych. Jakiekolwiekby one jednak były nazawsze pozostaną z tem zjawiskiem związane nazwiska również uczonych rosyjskich L. I. Mandelstama i G. S. Landsberga.

ROZDZIAŁ VIII

FOTOELEKTRYCZNOŚĆ.

§ 1. Prawa zjawisk fotoelektrycznych.

Zewnętrznie zjawisko fotoelektryczne (skrót: fot.-el.) polega na następującem: jeżeli na powierzchnię ciała stałego lub ciekłego trafia strumień energji promienistej, wówczas *w pewnych warunkach* z warstwy powierzchniowej tego ciała wylatują elektrony i to we wszystkich możliwych kierunkach, które tworzą kąty od 0^0 do 180^0 z kierunkiem promieni padających; nazywają się one *fotoelektronami.* Jeżeli naświetlić *cienką* płytkę z jednej strony, to elektrony wylatują również ze strony przeciwnej. Nie wszystkie promieniowania mogą wywołać zjawisko fot.-el.; zależy to od rodzaju ciała, na którego powierzchnię padają. Najbardziej aktywnem jest pod tym względem promieniowanie krótkofalowe, lecz *metale alkaliczne* są czułe również i na promienie widzialne, w pewnych zaś warunkach nawet na podczerwone.

Szczególnie ciekawe jest *zjawisko selektywne,* które wykryli R. Pohl i P. Pringsheim w 1910 r. Polega ono na tem, że *pod wpływem pewnych określonych promieniowań następuje szczególnie obfite wydzielanie fotoelektronów* w wysokim stopniu zależne zarówno od powiększania jak i zmniejszania długości fali promieni padających. Już tutaj zwrócimy uwagę na pewną osobliwość zjawiska selektywnego. Według teorji falowej energję promienistą stanowi rozchodzące się w przestrzeni drganie elektromagnetyczne. Oznacza to, że w każdym punkcie promienia istnieją dwie oscylujące co do *wielkości* siły, jedna — elektryczna, druga — magnetyczna. Siły te są prostopadłe do samego promienia i jednocześnie prostopadłe do siebie. Otóż okazuje się, że *efekt selektywny zostaje wywołany siłą elektryczną, prostopadłą do powierzchni metalu alkalicznego.* Jeżeli siła elektryczna jest równoległa do tej powierzchni, wówczas zjawisko selektywne nie występuje. Odnosi się to np. do wypadku, gdy promienie padają prostopadle do powierzchni ciała, ponieważ siła elektryczna prostopadła do promienia jest wówczas równoległa do powierzchni ciała.

Zjawisko fotoelektryczne jest jednym z najbardziej jaskrawych przykładów takiego zjawiska, które tłumaczy się w sposób łatwy i prosty, jeżeli wziąć za punkt wyjścia pojęcia kwantowe energji promienistej, będąc z drugiej strony zupełnie niezrozumiałe w ramach teorji falowej, przewidującej chwilami coś wręcz przeciwnego do faktów obserwowanych. Odnosi się to przedewszystkiem do *trzech praw podstawowych*, które rządzą normalnemi (nie selektywnemi) zjawiskami fot.-el. Sformułujemy te trzy prawa naprzód w języku *teorji falowej*, która operuje pojęciami częstości drgań i długością fali promienia.

Prawo I. Natężenie zjawiska fotoelektrycznego jest tem większe, im mniejszą jest długość fali λ, *lub im większą jest częstość drgań* ν *promieni naświetlających.* Promienie czerwone i żółte, niezależnie od swego natężenia, żadnego efektu nie wywołują (za wyjątkiem metali alkalicznych). Promienie nadfiołkowe działają silniej od fiołkowych, najsilniej zaś promienie R ö n t g e n a i promienie gamma. Tak więc np. najsłabsze dalekie promienie nadfiołkowe zjawisko wywołują, natomiast promienie czerwone o oślepiającym blasku nie wywierają żadnego działania.

Prawo II. Liczba fotoelektronów wyrzucanych w jednostce czasu z jednostki powierzchni naświetlanego ciała rośnie, gdy wzrasta energja promieni naświetlających danej długości fali λ, *co jednak nie wpływa na prędkość fotoelektronów* v. Energja jest proporcjonalna do kwadratu amplitudy drgań. Tak więc wraz ze wzrostem amplitudy rośnie liczba fotoelektronów, gęstość ich strumienia, lecz nie zmienia się prędkość, z którą one wylatują.

Prawo III. Prędkość v *fotoelektronów jest tem większa, im mniejszą jest długość fali* λ *lub im większą częstość* ν *promieni naświetlających.* Tak więc promienie nadfiołkowe wyzwalają szybsze fotoelektrony, aniżeli promienie fiołkowe; najszybsze otrzymuje się pod wpływem twardych promieni röntgenowskich, a w szczególności promieni gamma.

Usiłowanie wytłumaczenia tych trzech praw na gruncie falowej teorji energji promienistej byłoby zupełnie bezcelowe. Jakkolwiekbądź wyobrażamy sobie mechanizm wyrywania elektronów z atomów danego ciała, w każdym razie należy oczekiwać, że energja wybiegających elektronów, a więc i ich prędkość, będzie tem większa, im większą jest energja promieni padających, t. j. amplituda drgań. Jest rzeczą niezrozumiałą, czemu liczba fotoelektronów, t. j. liczba atomów, z których one zostają wyrywane, rośnie ze wzrostem amplitudy. Niepojętą jest dalej ogromna rola częstości drgań. Czemu intensywny strumień energji, odpowiadający jaskrawym promieniom czerwonym, nie wywiera żadnego działania, słaby zaś

strumień promieni nadfiołkowych wyrzuca fotoelektrony? Czemu pozatem prędkość tych ostatnich jest tem większa, im większą jest częstość drgań? Teorja falowa każe się spodziewać czegoś wręcz przeciwnego: prędkość fotoelektronów winna rosnąć wraz ze wzrostem natężenia strumienia energji promienistej, t. j. wraz z amplitudą drgań, natomiast częstość drgań powinna grać rolę drugorzędną. Widzimy natomiast coś zgoła innego: główną rolę gra częstość ν lub długość fali, od której zależy samo istnienie zjawiska i prędkość wysyłanych elektronów, energja zaś (amplituda) wpływa jedynie na liczbę elektronów, na gęstość ich strumienia. Wszystko to, jeśli wolno tak się wyrazić, przeczy zdrowemu rozsądkowi.

Zwróćmy się obecnie do *kwantowej teorji* energji promienistej; mamy tu obraz następujący. Z prędkością światła pędzą więc oddzielne kwanty ε różnej wielkości, t. j. o różnych zasobach energji ε proporcjonalnej do wielkości, która w teorji falowej nosi nazwę częstości drgań ν ($\varepsilon = h\nu$). Pożyteczne będzie porównanie następujące: promienie czerwone — to paczka drobnego śrutu; fiołkowe — paczka dużego śrutu; krańcowe nadfiołkowe — salwa kul karabinowych; promienie Röntgena — kule armatnie; wreszcie promienie gamma — naboje ciężkich dział oblężniczych. Energja strumienia *danych kwantów* ε zależy od jego gęstości, t. j. *od liczby kwantów w jednostce objętości* (rozdz. VII, § 1).

Istota zjawisk fotoelektrycznych przedstawia się więc według teorji kwantowej, jak następuje. Warstwa powierzchniowa podlega niejako bombardowaniu przez strumienie kwantów. Jeżeli pędzący kwant *trafnie uderzy* w atom, a jego *zasób energji* ε *jest przytem dostatecznie duży*, wówczas zostaje on zużyty: 1⁰ na pracę wyrywania elektronu z atomu, t. j. na jonizację atomu, oznaczmy tę pracę przez P_1; 2⁰ na pracę wyrywania elektronu z warstwy powierzchniowej ciała; oznaczmy ją przez P_2. Te same symbole P_1 i P_2 oznaczają też części energji kwantu ε, które zostają zużyte na wykonanie tych dwu prac (rozdz. I, § 5). Cała pozostała część energji ε przechodzi w energję kinetyczną ruchu elektronu, którą oznaczymy przez J. *W ten sposób na każdy fotoelektron zostaje zużyty jeden kwant.* Na tem polega sławne wytłumaczenie zjawiska fot.-el., które dał Einstein w 1905 r. Wyraża się ono bardzo prostą równością:

$$\varepsilon = J + P_1 + P_2 \qquad (1)$$

Wielkości P_1 i P_2 są niewielkie; są one w przybliżeniu równe pracy, którą wykonywa siła elektryczna, gdy elektron przebywa drogę, pomiędzy końcami której różnica potencjałów równa się jednemu lub dwu wol-

tom. Dla *promieni röntgenowskich* można prawie zawsze (p. niżej) zaniedbać wielkości P_1 i P_2, ponieważ energja ε, jak widzieliśmy, wyraż się dla nich w kilowoltach. W tym wypadku możemy napisać:

$$\varepsilon = J \qquad (2)$$

t. j. całkowita energja kwantu przechodzi w energję ruchu fotoelektronu. Powtórzmy obecnie trzy prawa zjawisk fot.-el. w języku *teorji kwantów.*

Prawo I. Zjawisko fotoelektryczne odbywa się tem intensywniej, im większe są kwanty ε. Wyjaśnienie tego prawa, p. wyżej, po jego sformułowaniu w języku teorji falowej.

Prawo II. Liczba elektronów, wylatujących w jednostce czasu z jednostki powierzchni ciała rośnie, gdy wzrasta energja promieni naświetlających, t. j. gęstość strumienia kwantów, prędkość jednak pozostaje przytem bez zmiany.

Prawo III. Prędkość elektronów jest tem większa, im większe są kwanty ε.

Energja strumienia energji promienistej była uprzednio określona przez amplitudę drgań, obecnie zaś wyznacza ją gęstość strumienia kwantów; *położenie promienia w widmie* określała przedtem częstość drgań lub długość fali, obecnie zaś wielkość kwantu, przytem pożytecznem będzie przypomnieć analogję z drobnym śrutem, dużym śrutem i t. d. Formułując trzy prawa w języku teorji kwantów, przekonywamy się, że właściwie nie pozostaje już nawet nic do wytłumaczenia, do tego stopnia wszystko jest jasne, ponieważ wszystkie trzy prawa wynikają bezpośrednio z równ. (1). Zwróćmy się np. do prawa I. Aby wyrwać elektron i nadać mu choćby najmniejszą prędkość, musi kwant ε czynić zadość warunkowi

$$\varepsilon > P_1 + P_2 \qquad (3)$$

Każdy poszczególny kwant działa samodzielnie, niezależnie od wszystkich innych, prócz tych prawdopodobnie bardzo rzadkich przypadków, gdy dwa kwanty jednocześnie trafnie uderzą w jeden i ten sam elektron Jeżeli $\varepsilon < P_1 + P_2$ (drobny śrut), wówczas kwant nie może uwolnić elektronu. Im kwant jest większy, tem energiczniejszem jest działanie fotoelektryczne — jest to właśnie prawo I. Zwiększenie natężenia energji promienistej, t. j. gęstości strumienia kwantów nic tu zgoła nie pomoże; jakkolwiek dużo kwantów nie trafiłoby na powierzchnię ciała, działanie pozostanie równem zeru. Jeżeli jedna kulka odskakuje od stalowego pancerza, nie wywierając *żadnego* działania, wówczas cały grad ich również

wpływu nie wywrze. Gdy jednak ε czyni zadość warunkowi (3) w ten sposób, że kwant, który trafnie uderzył w ten atom, wyrywa elektron i nadaje mu pewną energję ruchu, wówczas liczba fotoelektronów musi być proporcjonalna do gęstości strumienia kwantów, t. j. do energji promieni padających. Lecz *prędkość* v elektronów nie może zależeć od gęstości (energji) strumienia, na tem właśnie polega prawo II. Wreszcie (1) i (2) wskazuje, że energja J, a więc i prędkość v rośnie wraz z kwantem ε, co też wyraża prawo III. Jasną jest rzeczą, że najbardziej intensywne promieniowanie czerwone (gęsty grad drobnego śrutu) żadnego działania wywrzeć nie może, natomiast najsłabsze promienie röntgenowskie (rzadko padające pociski armatnie) wywołują fotoelektrony, choć nieliczne, lecz posiadające bardzo dużą prędkość. Tak więc widzimy, w jak prosty i elegancki sposób teorja kwantów światła tłumaczy wszystkie zasadnicze prawa zjawisk fotoelektrycznych, przed któremi teorja falowa stoi całkowicie bezradna.

Mechanizm powstawania zjawisk fotoelektrycznych, który daje teorja falowa, przypomina jonizację gazów przez zderzenia elektronów (rozdz. VI); zderzenia te mogą wywołać wzbudzenie i związane z tem świecenie atomów. Odnoszące się tu zjawiska *fotoluminescencji* rozpatrzymy niżej. W ostatnich czasach zaczęto odróżniać *zewnętrzne i wewnętrzne zjawiska fotoelektryczne. Wewnętrznem zjawiskiem fotoelektrycznem* nazywamy wzbudzenie przewodnictwa elektrycznego w złych przewodnikach, np. w solach, przy ich naświetlaniu (p. § 4).

§ 2. Doświadczalne zbadanie zjawiska fotoelektrycznego.

Trzy prawa, które rozpatrzyliśmy w § 1, mają charakter czysto *ilościowy;* tłumaczy je równ. (1). To ostatnie oraz, choć niezawsze dopuszczalny, (p. niżej, dla promieni R ö n t g e n a) związek (2) mają również charakter *jakościowy.* Powstaje przytem cały szereg zagadnień doświadczalnych, sprawdzenia mianowicie słuszności równ. (1), wyznaczenia dla różnych ciał t. zw. „czerwonego kresu", t. j. granicy od strony fal dłuższych promieniowania, które może wywołać efekt fot.-el. na powierzchni różnych ciał; zależność tej granicy od stanu ciała i t. d. Celem większej poglądowości, przepiszemy równ. (1), wprowadzając tam wziętą z teorji falowej częstości drgań ν; przyjmuje wtedy ona postać:

$$\varepsilon = h\nu = J + P_1 + P_2 \tag{4}$$

h jest jak zwykle stałą P l a n c k a. Załóżmy, że $\varepsilon_0 = h\nu_0$ jest kwan-

tem światła, przy zużyciu którego może być wykonana tylko praca $P_1 + P_2$ oderwania elektronu od atomu i wyrwania go z warstwy powierzchniowej ciała. Mamy wtedy, że energja $J = 0$, a więc

$$h\nu_0 = P_1 + P_2 \tag{5}$$

Zamiast (3) można obecnie napisać

$$\varepsilon = h\nu = J + h\nu_0 \tag{6}$$

lub

$$J = h\nu - h\nu_0 . \tag{7}$$

Tutaj częstość ν_0, lub odpowiadająca jej długość fali λ_0, wyznacza granicę długofalową promieniowania, wywołującego zjawisko fotoelektryczne. Promienie, dla których $\lambda > \lambda_0$ ($\nu < \nu_0$) zjawiska nie wywołują. Łatwo sobie wyobrazić, że praca P_1 jest tem większa, im mniejszą jest liczba elektronów walencyjnych w atomie, t. j. im bardziej nalewo pierwiastek się znajduje w tablicy M e n d e l e j e w a. Istotnie elektron walencyjny jest przyciągany przez jądro atomowe i odpychany przez „chmurę“ elektronów, znajdujących się bliżej jądra, niż elektrony zewnętrzne. Ponieważ ładunek jądra jest równy ładunkowi wszystkich wogóle elektronów, jasnem więc jest, że przewaga naboju jądra nad chmurą elektronów jest wyznaczona przez liczbę elektronów walencyjnych, od tej zaś przewagi zależy wielkość pracy P_1. Metale alkaliczne mają tylko jeden elektron walencyjny; w tym wypadku P_1 jest najmniejsze, że zaś P_2 jest wielkością małą, więc i ν_0 jest stosunkowo nieduże, i granica długofalowa leży przy większych długościach fali λ_0. Pierwiastki pierwszych trzech kolumn tablicy M e n d e l e j e w a łatwo tracą elektron, stają się one przytem dodatnio naelektryzowane, noszą też z tego względu nazwę *pierwiastków elektro-dodatnich*. Pierwiastki ostatnich kolumn, do których elektrony łatwo się przyłączają, nazywają się *elektro-ujemnemi*. Jasną jest więc rzeczą, czemu metale alkaliczne są szczególnie czułe na wzbudzenie zjawiska fotoelektrycznego.

Zwróćmy się do *promieni röntgenowskich*. W tym przypadku można zawsze zaniedbać bardzo małą wartość P_2, jeżeli zaś z atomu zostaje wyrwany jeden z elektronów walencyjnych, to i P_1 można odrzucić. Możemy obecnie zastosować równ. (2). *Takie uproszczenie jest natomiast niedopuszczalne, gdy elektron zostaje wyrwany z jednej z warstw wewnętrznych atomu: K, L, M* i t. d. Równania (4) i (5) przyjmują wtedy postać:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon = h\nu = J + P_1 \\ h\nu_0 = P_1 \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Natomiast równania (6) i (7), t. j.

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon = h\nu = J + h\nu_0 \\ J = h\nu - h\nu_0 \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

pozostają bez zmiany. Doniosłą osobliwością jest to, że $h\nu_0$ *równa się pracy (lub energji), którą należy wykonać, aby podnieść elektron z jednej z warstw K, L, M i t. d. poza obręb atomu.* Praca ta, jak widzieliśmy, zależy od warstwy *K, L, M* i t. d., z której elektron zostaje wyrwany; na podstawie drugiego równ. (9), w którem $h\nu = \varepsilon$ jest wielkością daną, jasnem się staje, że energja J fotoelektronu musi również zależeć od warstwy, z której elektron został wzięty. Zamiast ν_0 będziemy teraz pisać ν_K, ν_L i t. d., zamiast zaś J, odpowiednio J_K, J_L i t. d. Wtedy (9) daje:

$$\left.\begin{aligned} J_K = h\nu - h\nu_K \\ J_L = h\nu - h\nu_L \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

i tak dalej. Różnym wartościom energji ruchu elektronu odpowiadają również różne prędkości. W ten sposób otrzymujemy bardzo interesujący wynik. Gdy działają widzialne lub nadfiołkowe promienie, wówczas, jak widać z równ. (5) i (7), wszystkie fotoelektrony wylatują z jednakową energją J, a więc też jednakową prędkością. *Jeżeli jednak na powierzchnię ciała padają twarde promienie röntgenowskie lub promienie gamma, wtedy fotoelektrony mają różną energję, a więc też niejednakową prędkość ruchu.* Nie wyczerpuje to jednak zagadnienia. Wielkości $h\nu_K$, $h\nu_L$ i t. d. są równe pracom, które należy wykonać, aby podnieść elektron z jednego z *poziomów energetycznych* poza obręb atomu. Widzieliśmy jednak w rozdz. V, § 5, że częstości ν_K, ν_L ... dotyczą promieniowań, odpowiadającym wyraźnym krawędziom pasm pochłaniania promieni röntgenowskich. Doświadczenia uczonego francuskiego L. de Broglie, wykonane w 1922 r., w zupełności potwierdzają to wszystko, co powiedzieliśmy wyżej. Pomiar prędkości fotoelektronów wykonał ten uczony metodą, którą musimy poznać, będziemy ją bowiem częściej spotykać. Wiadomo, że siły magnetyczne odchylają elektrony biegnące prostolinjowo. Im większą jest przytem prędkość elektronów, tem mniejsze jest to odchylenie. Znając wielkość działających sił magnetycznych oraz obserwując odchylenia elektronów, łatwo obliczyć ich prędkość, a więc też ener-

gję J ich ruchu. Opierając się na tem, de Broglie kierował siły magnetyczne na strumień fotoelektronów, które po przebyciu wąziutkiej szpary trafiały na płytkę fotograficzną. W nieobecności sił magnetycznych otrzymujemy na płytce jedno pasemko w miejscu, gdzie fotoelektrony na nią trafiają. Gdy zaś siły magnetyczne działają, wtedy otrzymujemy drugie pasemko w pewnej odległości od pierwszego, ponieważ fotoelektrony zostają odchylone ze swego prostolinijnego toru, przyczem odchylenie pasemka zależy od prędkości fotoelektronów. Ponieważ jednak w danym razie te ostatnie mają cały szereg różnych prędkości, to też *otrzymuje się szereg pasemek.* Zależnie od odległości tych pasemek od pierwotnego, otrzymanego w nieobecności sił magnetycznych, można obliczyć prędkości, a więc i energję ruchu fotoelektronów. Związek (10) daje następnie różne częstości ν, *które istotnie okazały się zbliżone do częstości, odpowiadającym granicom pochłaniania promieni röntgenowskich w ciele badanem.* Wiemy, że dla otrzymania widma pochłaniania należy przez płytkę danego ciała przepuścić promieniowanie röntgenowskie, dające widmo ciągłe. Jest rzeczą godną uwagi, iż przytoczona tu metoda daje możność wyznaczenia krawędzi pasm pochłaniania, a więc i poziomów energetycznych zapomocą jednorodnych (monochromatycznych) promieni röntgenowskich.

Przejdziemy teraz do działania promieni *widzialnych i nadfiołkowych.* Daje się ono stwierdzić nietylko w metalach, lecz w związkach metali, w szczególności z siarką i chlorowcami. Skrajne promienie nadfiołkowe działają również na *nieprzewodniki;* bardzo czułem okazało się *szkło,* choć nie więcej niż węgiel, sadza i glin (o metalach alkalicznych chwilowo nie mówimy); wreszcie następują kolejno ebonit, lak, mika, kalafonja i wosk.

W zjawisku fotoelektrycznem odgrywają bardzo ważną i skomplikowaną rolę obecne przytem *gazy.* Rola ta nie została jeszcze całkowicie wyjaśniona, nie bacząc na olbrzymią liczbę wykonanych w tym kierunku badań doświadczalnych. Gdy gaz styka się z ciałem stałem, na powierzchni tego ostatniego tworzy się zawsze silnie do niej przylegająca zgęszczona warstwa gazu; jest to t. zw. *adsorbcja* gazu. Prócz tego wiemy, że każdy metal zawiera gaz, od którego bardzo trudno go uwolnić; zjawisko to nosi nazwę *okluzji* gazu (gaz „okludowany"). Bezwątpienia, zarówno gazy adsorbowane jak i okludowane wpływają na efekt fotoelektryczny. Być może, iż gęsta warstwa gazu przeszkadza wyjściu fotoelektronów z warstwy powierzchniowej ciała. Uwolnić się od warstwy gazowej można różnemi sposobami. Doświadczenia wielu uczonych

dowiodły, że gaz ten gra dużą, a może i główną rolę w zjawiskach fotoelektrycznych. W wielu wypadkach nasuwa się przypuszczenie, że mamy do czynienia z *wodorem*, który silnie pochłaniają liczne metale, a szczególnie alkaliczne. Stopy palladu ze srebrem okazały się tem czulsze, im większe ilości wodoru zostały przez nie pochłonięte. Na zjawisko fotoelektryczne wpływają jednak niewątpliwie również i inne gazy okludowane. Jest rzeczą możliwą, iż obecność gazu powiększa liczbę swobodnych elektronów w metalu.

§ 3. Zjawisko selektywne.

W § 1 wspominaliśmy już o selektywnym efekcie fotoelektrycznym, obserwowanym *w metalach zasadowych*. Wielkość zjawiska normalnego powiększa się w sposób ciągły i równomierny, gdy maleje długość fali λ promieni naświetlających. Natomiast efekt selektywny polega na tem, że przy zmniejszeniu długości fali do pewnej określonej granicy, którą oznaczymy przez λ_s, emisja elektronów rośnie nadmiernie do pewnego maximum, poczem szybko maleje do wielkości normalnej i wreszcie znowu w sposób normalny rośnie. Maximum może *setki razy* przewyższać efekt normalny. Pierwsze obserwacje Pohla i Pringsheima dowiodły, że maximum efektu selektywnego znajduje się dla następujących długości fali

	Rubid	Potas	Sód	Lit
$\lambda_s =$	4900 Å	4400 Å	3400 Å	2800 Å

Badania doświadczalne zjawiska selektywnego są bardzo liczne. Ograniczymy się do podania niektórych wyników. Dla *sodu* znaleziono dwa *maxima*, przy 3600 *Å* i 2270 *Å;* dla cezu maximum znajduje się przy 2500 *Å*. *Gazy* mają ogromny wpływ na efekt selektywny. Doświadczenia wykonane w 1922 r. wykazały, że przy *możliwie dokładnem usunięciu gazu okludowanego z potasu efekt selektywny (dla 4360 Å) zmniejsza się sto i więcej razy*. Zjawisko selektywne występuje nietylko w metalach zasadowych; zostało one zauważone np. w *barze* dla 3800 Å.

Fotometrja jest, jak wiadomo, działem fizyki, który zajmuje się zagadnieniem *pomiaru natężenia światła*. Nadzwyczajna czułość na światło metali zasadowych spowodowała powstanie specjalnej, stworzonej przez Elstera i Geitela, *fotometrji fotoelektrycznej*, która zwłaszcza w ostatnich latach dała zadziwiające wyniki. Przyrząd wspomnianych ba-

daczy ma budowę następującą. W niewielkiem, szklanem naczyniu zamkniętem znajduje się pewna ilość metalu zasadowego; w pewnej odległości od jego powierzchni umieszczona jest płytka metalowa. Między metalem zasadowym a płytką ustala się różnicę potencjałów paręset wolt, pędząca fotoelektrony w kierunku płytki. Metal i płytka są połączone z czułym galwanometrem, który mierzy natężenie prądu, wyznaczonego przez strumień fotoelektronów. Począwszy od 1912 roku, Elster i Geitel stosowali przyrząd, zawierający rozrzedzony (do 1 *mm* słupa rtęci) argon lub hel. Obecność gazu powiększa jeszcze czułość w przybliżeniu sto razy, a to wskutek zderzeń atomów gazu z fotoelektronami; jonizacja gazu, która przy tem następuje, zwiększa oczywiście natężenie prądu, przepływającego przez przyrząd. *Natężenie to jest właśnie miarą natężenia promieni padających na metal zasadowy.* Oczywiście, jest to możliwe tylko w wypadku *ścisłej proporcjonalności pomiędzy natężeniem światła a natężeniem wzbudzonego prądu fotoelektrycznego.* Elster i Geitel udowodnili istnienie takiej proporcjonalności w najszerszych granicach: ścisła proporcjonalność została przez nich stwierdzona (1913 i 1914) w granicach od 30000 *luxów* (1/3 natężenie światła słonecznego; *lux* jest natężeniem światła jednej świecy w odległości 1 metra) a 2,4 miljonowych części luxa. W 1916 r. stwierdzili również, że proporcjonalność zachowuje się do tak małego natężenia światła promieni niebieskich, która znajduje się poza granicami czułości ludzkiego oka.

Fotometrja fotoelektryczna znalazła szerokie zastosowanie w badaniach źródeł o *bardzo małem natężeniu światła*, np. *ciał fosforyzujących*, źródeł świecących po ich naświetleniu. Szczególnie interesującem jest jednak zapoczątkowane w 1914 r. zastosowanie tej metody w *astronomji* Fotometr fot.-el. został umieszczony w okularze lunety astronomicznej. Okazało się, że potas i sód są szczególnie czułe na promienie niebieskie i fiołkowe, a cez i rubid — na promienie zielone, błękitne i fiołkowe. Wyniki były odrazu bardzo ciekawe. Stwierdzono mianowicie, że można wykonać pomiar jasności gwiazd z dokładnością sięgającą 4%; odkryto też nowe gwiazdy *zmienne*. Zmienną okazała się też jasność *Marsa* (poza zmiennością, wynikającą ze zmian fazy). Pomiar natężenia światła można tą metodą wykonać dla gwiazd do 9-ej wielkości.

Dalszy doniosły krok w udoskonaleniu fotometrji fotoelektrycznej uczynili dwaj niemieccy i dwaj angielscy uczeni, których prace rozpoczęte w 1921 r. dały zadziwiające rezultaty. H. Rosenberg szczególnie starannie i wszechstronnie zbadał przyrząd Elstera i Geitela, mianowicie zależność prądu fotoelektrycznego od natężenia światła padającego,

od długości fali i różnicy potencjałów *V* pomiędzy metalem zasadowym a równoległą do jej powierzchni płytką metalową. Okazało się, że zarówno w próżni, jak i w obecności gazu szlachetnego oraz dla potencjałów *V*, nawet zbliżonych do potencjałów, wywołujących wyładowania iskrowe, zachodzi ścisła proporcjonalność pomiędzy *czystym efektem fotoelektrycznym*, a ilością padającej energji promienistej; dokładność dochodzi tu do 0,01%. Czysty ten efekt podlega jednak zmianom wskutek różnorodnych przyczyn ubocznych; Rosenberg opracował dokładnie metody, które pozwalają usunąć powyższe przyczyny. Dokładność pomiarów sięgała 0,01%, co odpowiada 0,0063 wielkości gwiazdowej. Począwszy od 1919 r. cały szereg uczonych zaczął stosować znane powszechnie wzmacniacze (stosowane w radjokomunikacji). Rosenberg dokładnie opracował tę metodę, osiągając wzmocnienie 600.000 razy. Systematycznie zaczęto stosować powyższą metodę w obserwatorjum astronomicznem Oesterberg koło Tübingen (Niemcy). Wystarczy wskazać, że światło Jowisza wywołuje prąd o natężeniu 10^{-4} do 10^{-5} amperów, to znaczy, że fotometr fotoelektryczny mógłby zmierzyć natężenie światła, dziesięć miljonów razy słabsze od natężenia światła Jowisza.

Bardzo interesujące badanie efektu fotoelektrycznego dla *soli* wykonali P. J. Łukirskij i jego współpracownicy, N. M. Gudris i L. E. Kulikowa (Leningrad) w 1926 r. Zbadali oni 14 soli chlorowcowych metali zasadowych, jak również chlorek i bromek rtęci. Nie mamy niestety możności omówić tu użytej przez nich dowcipnej metody. Zdołano przytem wyznaczyć granicę długofalową dla tych ciał; leży ona tu dla wszystkich tych ciał około 2000 *Å*, tak że efekt zostaje wywołany tylko przez promienie dalekiego nadfioletu.

§ 4. Wewnętrzne zjawisko fotoelektryczne. Jonizacja gazów przez energję promienistą.

Pod koniec § 1 było już mowa, że prócz zjawiska fot.-el. zewnętrznego istnieje jeszcze zjawisko *wewnętrzne*, które polega na tem, że *pochłonięta* energja promienista wywołuje w wielu złych przewodnikach elektryczności zwiększenie przewodnictwa elektrycznego. Szczególny przypadek wpływu energji promienistej na *selen* wykrył jeszcze w 1873 r. Mai. Na zastosowaniu tego zjawiska polegają *odbiorniki selenowe*, o których w chwili obecnej słyszymy często przy opisywaniu przyrządów do przesyłania obrazów na odległość zapomocą telegrafu zwykłego lub bez drutu.

Okazało się następnie, że energja promienista wpływa również na pewne inne ciała, powiększając ich przewodnictwo elektryczne. Należy do nich tellur (selen i tellur są towarzyszami siarki, ich numery porządkowe w tablicy Mendelejewa są 34 i 52), siarczek srebra (odkryte w 1875), sadza (1880), minerał antymonit (1907), sole chlorowcowe srebra (1887), które stosuje się w fotografji, jodek miedzi (1909). Promienie wysyłane przez ciała promieniotwórcze, zmieniają przewodnictwo elektryczne wielu ciał, jak np. cieczy następujących: dwusiarczku węgla, czterochlorku węgla, benzyny, ciekłego powietrza, oleju wazelinowego, eteru naftowego, oleju parafinowego i inn. Z ciał stałych można tu wymienić parafinę, szelak, ebonit, mikę, wazelinę, oraz metaliczny bizmut. Bezwątpienia w wielu z wspomnianych wypadków mamy do czynienia ze *zmianą chemiczną* ciała pod wpływem energji promienistej, t. j. przedewszystkiem ze zjawiskiem *fotochemicznem* (p. rozdz. X, § 3); tej zmianie ciała towarzyszy właśnie zmiana jego przewodnictwa elektrycznego.

W 1920 r. uczeni niemieccy Gudden i Pohl rozpoczęli swe badania, które doprowadziły do pojęcia wewnętrznego *zjawiska fotoelektrycznego*. Nazwa ta jest oparta na rozumowaniach następujących. Większość nowych badań dotyczy *kryształów*, przezroczystych dla promieni naświetlających i posiadających wogóle bardzo małe przewodnictwo elektryczne. Promienie te odrywają elektrony od atomów, stanowiących siatkę przestrzenną (rozdz. V, § 6) danego kryształu. Zwolnione elektrony mogą ulec działaniu przyłożonego pola elektrycznego, t. j. mogą przesunąć się z działającemi siłami elektrycznemi, a na tem właśnie polega istota nabywanego przewodnictwa elektrycznego. Z tym jednak stosunkowo prostym procesem pierwotnym są niewątpliwie związane jeszcze inne, niejako nakładające się na pierwszy i nierzadko bardziej lub mniej go maskujące. Zwróćmy się do omówienia prac Guddena i Pohla. Uczeni ci zbadali przedewszystkiem (1920) *proszek krystaliczny Sidot'a*, składający się z siarczku cynku z domieszką miedzi, uranu lub manganu, i bardzo silnie *fluoryzujący* (p. rozdz. IX, § 1). Bez naświetlenia przewodnictwo jego jest bardzo małe; przy naświetleniu lampą rtęciową, która obfituje w promienie nadfiołkowe, przewodnictwo powiększa się 100 razy. Zbadanie działania promieni monochromatycznych dało wynik następujący. Dla niewielkich natężeń pola zjawisko ma ten sam charakter jak i zewnętrzny efekt fot.-el., t. j. działanie promieni rośnie jednostajnie wraz ze zmniejszeniem długości fali, lecz dla większych napięć nakłada się na efekt normalny jeszcze inny, *selektywny*, przyczem położenie maximum zależy od rodzaju domieszek. Im większe jest napięcie, tem wyraźniej występuje to

maximum, przypadające około $\lambda = 4000$ Å. Następnie zbadano *naturalne* kryształy siarczku cynku, kadmu i rtęci. Z kryształów wycięto prostopadłościany, umieszczane pomiędzy mosiężnemi płytkami, które służyły za elektrody, i naświetlano z boku. Dla dużych napięć wszystkie kryształy wykazywały wewnętrzny efekt selektywny. Ciekawą jest rzeczą, że od strony długofalowej krańcowy promień czynny zlewa się z krawędzią pasma pochłaniania danego kryształu.

Jednocześnie G u d d e n i P o h l zbadali *djament.* Dla zupełnie *czystego djamentu* stwierdzono, że naświetlanie promieniami, dla których λ jest mniejsze od 6000 Å, wywołuje przewodnictwo elektryczne, rosnące jednostajnie wraz ze zmniejszeniem λ do 2500 Å. Długotrwałe naświetlanie wywołuje jakieś zmiany wewnętrzne i dlatego każde naświetlanie było wykonywane w ciągu 1 sekundy. Dwa inne djamenty były *niezupełnie czyste* i dawały pasma pochłaniania, których lewa krawędź znajdowała się przy 3000 Å. W tem właśnie miejscu przewodnictwo elektryczne wywołane przez naświetlania spadło do zera; jasnem jest więc, *że promienie pochłonięte przez domieszkę nie mogły już wywołać wewnętrznego efektu fot.-el. w siatce krystalicznej samego djamentu.*

Bardzo ciekawy jest fakt następujący: *jeżeli naświetlać* nie cały kryształ, znajdujący się pomiędzy elektrodami, lecz tylko *wązki środkowy pasek,* to powstaje mimo to prąd i przytem niezależnie od tego, czy część oświetlona znajduje się bliżej anody czy też bliżej katody. Wskazuje to, że elektrony, zwolnione z naświetlonej części kryształu, przechodzą również przez jego części nieoświetlone. Natężenie prądu jest w tym wypadku proporcjonalne do grubości naświetlonej warstwy kryształu. Przy długotrwałem naświetlaniu powstają w krysztale ładunki *dodatnie,* które po przerwaniu naświetlania, mogą dać prąd o kierunku odwrotnym.

Po zbadaniu 25 różnych pierwiastków i związków, G u d d e n i P o h l znaleźli jeszcze jeden bardzo ciekawy wynik, a mianowicie *związek między natężeniem pola, które wywołuje maxymalną wartość prądu* J_p *w danem ciele, a spółczynnikiem załamania n tego ciała.* Okazało się, że *natężenie pola, dające graniczne J,* t. j. wywołujące największe działanie, *jest tem mniejsze, im większy jest spółczynnik załamania n* dla promieni czerwonych. Gdy n jest równe około 3, wówczas słabe pole 100 wolt na 1 *cm* już daje graniczną wartość J, a przy n większem od 3 ciało i bez naświetlenia okazuje się półprzewodnikiem elektryczności. Zwróćmy uwagę, że stara teorja prowadzi do wyniku, iż spółczynnik załamania ciała powinien być tem większy, im większą ruchliwość mają znajdujące się w niem elektrony.

Wiadomo oddawna, że sól kamienna pod wpływem promieni röntgenowskich nabiera żółtej barwy; Gudden i Pohl zbadali w 1925 r. wewnętrzny efekt fot.-el. w płytkach tego rodzaju *zabarwionej* soli kamiennej w temperaturze ciekłego powietrza i ciekłego wodoru, t. j. — 193^0 i — 253^0 C. Okazuje się, że maximum działania jest przesunięte w tych niskich temperaturach w stronę fal krótkich. W odstępie od — 193^0 do — 253^0 C następuje przesunięcie o 760 *Å*.

Wracając do zewnętrznego zjawiska fot.-el., powiemy jeszcze słów parę o *jonizacji gazów* pod wpływem energji promienistej. Już Röntgen zauważył podczas badania nowoodkrytych przez siebie promieni (1895), że wywołują one jonizację gazów, przez które przechodzą. Powstaje ciekawe zagadnienie, czy *promienie nadfiołkowe* mogą również wywołać jonizację gazów. Co się tyczy *powietrza*, zagadnienie jest specjalnie doniosłe, ponieważ jego rozwiązanie wskazywałoby, czy może nastąpić jonizacja górnych warstw atmosferycznych wskutek działania nadfiołkowych promieni słonecznych, które słońce bezwątpienia wysyła, choć do nas dochodzą tylko bliskie promienie nadfiołkowe, dalsze zaś pochłania powietrze. Niektórzy uczeni przypuszczali, że te dalekie promienie jonizują powietrze, lecz sprawa jest jeszcze otwarta. Możliwem jest, że w tym wypadku powstawał efekt fot.-el. nie w atomach lub cząsteczkach powietrza, lecz na większych cząstkach pyłu lub innych domieszkach. Natomiast jest rzeczą niewątpliwą, iż *pary niektórych metali* ulegają jonizacji przez promienie nadfiołkowe. Tak np. w 1925 r. badano pod tym względem *parę sodu*. Okazało się, że ulega ona jonizacji przez promienie o długości fali mniejszej od 2610 *Å* i że jonizacja rośnie ze zmniejszeniem się długości fali. W parach *cezu* jonizację wywołują promienie o długości fali mniejszej od 3186 *Å*; jest to dokładnie długość fali granicy jednej z seryj widmowych cezu. Co się tyczy jonizacji przez promienie Röntgena zanotujemy ciekawy fakt, że dla *wodoru* liczba fotoelektronów jest niezmiernie mała w stosunku do liczby elektronów, odrzuconych w związku ze *zjawiskiem Comptona* (rozdz. VII, § 2), jak to udowodnił Bothe w 1923 r.

ROZDZIAŁ IX

FOTOLUMINESCENCJA.

§ 1. Zasadnicze zjawiska fotoluminescencji.

Wszelką emisję energji promienistej, wywołaną w dowolnem ciele przez energję promienistą, nazywamy fotoluminescencją (w skróceniu fot.-lum.). W wypadku szczególnym promieniowanie wzbudzone może przypadać w dziedzinie widma widzialnego. Jasną jest rzeczą, że mamy w tym wypadku na myśli *nie* emisję *cieplną*, t. j. taką, która zależy od temperatury i np. dla promieni widzialnych zaczyna się dopiero w temperaturze t. zw. czerwonego żaru. Z pośród odnoszących się tu zjawisk dwa są powszechnie znane, będąc z dawien dawna przedmiotem wszechstronnych badań; są to mianowicie fosforescencja i fluorescencja.

Fosforenscencją nazywamy, jak wiadomo, świecenie ciał, które były uprzednio przez pewien czas naświetlone. Trwanie świecenia zależy od rodzaju ciała fosforyzującego; może ono być krótkie, lecz może również trwać w ciągu wielu godzin. Do fosforescencji stosuje się sławne prawo Stokes'a: *długość fali promieniowania wysyłanego jest większa od długości fali promieniowania naświetlającego;* istnieją jednak wyjątki z tego prawa. Fosforyzują, między innemi, związki wapnia, baru i strontu z siarką, jednakże związki, które nie są chemicznie czyste. Ogromną rolę grają *domieszki*, od których zależy jasność i *barwa* wysyłanego promieniowania. Tego rodzaju „aktywnemi“ domieszkami mogą być metale: miedź, mangan, bizmut, ołów, srebro, cynk i in. oraz wiele soli. *Widmo świecenia jest widmem pasmowem.* Duży wpływ ma *temperatura;* zależy od niej również *barwa* fosforescencji. Ciało, w którem fosforescencja zanikła, zaczyna w pewnych przypadkach ponownie fosforyzować pod wpływem ogrzania. Pewne ciała w bardzo niskich temperaturach tracą zdolność fosforescencji. Inne znowu naodwrót: bardzo słabo fosforyzują w zwykłej temperaturze, jasno zaś świecą, jeżeli są przed naświetleniem ochładzane do — 180° C. Należą tu parafina, żelatyna, celuloid, kość słoniowa, kau-

czuk i inn. Jest rzeczą bardzo ciekawą, że promieniowanie *czerwone i podczerwone,* padające na powierzchnię fosforyzującj płytki, początkowo, choć w ciągu krótkiego czasu, potęguje fosforescencję, która następnie szybko zanika. Promieniowanie czerwone i podczerwone niejako *przyśpiesza* wyzwalanie energji promienistej z ciała fosforyzującego.

Istnieją ciała, które mają zdolność pochłaniania energji promienistej określonej długości fali λ i, przekształciwszy ją w energję promienistą innej długości fali λ', emitują tę ostatnią *na wszystkie strony.* Emisja odbywa się *jednocześnie* z naświetlaniem lub w ciągu bardzo krótkiego czasu po jego ustaniu. Zjawisko to nosi nazwę *fluorescencji.* Ponieważ fluorescencja trwa czasem również krótką chwilę, nie można przeprowadzić ścisłej granicy pomiędzy fosforescencją i fluorescencją. Jeżeli ciecz fluoryzującą nalać do szklanego, najlepiej czworokątnego naczynia i skierować promienie prostopadle do jednej z jego ścian, to można najwygodniej obserwować fluorescencję, *patrząc na ciecz z boku, t. j. prostopadle do promieni działających. Prawo S t o k e s' a stosuje się również do zjawisk fluorescencji,* to znaczy, że $\lambda' > \lambda$. Liczne są jednak wypadki, gdy prawo to się nie sprawdza. Wiele gazów również fluoryzuje, o tem jednak pomówimy niżej. Przypuszczano dawniej, że ciecze mogą tylko fluoryzować, nigdy jednak fosforyzować. Jednakże w 1927 r. S. J. W a w i ł o w i W. L. L e w s z i n (Moskwa) znaleźli ciecz (roztwór soli siarczanu uranylowego w kwasie siarkowym), która fosforyzuje w ciągu pewnego, dającego się zmierzyć czasu; czas trwania fosforescencji jest rzędu 10^{-5} do 10^{-4} sek.

W ciągu ostatnich 15 lat wykonano ogromną liczbę prac, dotyczących luminescencji. W 1928 r. ukazało się drugie wydanie (pierwsze w 1923 r.) niemieckiej książki P. P r i n g s h e i m a, poświęconej omówieniu tych prac. (367 str.) Spis literatury tylko od 1908 r. obejmuje 637 prac. *Rozpatrzymy głównie te z pośród nich, które dają się wytłumaczyć w ramach współczesnej teorji budowy atomów i teorji kwantów.* Będziemy mieli przytem do czynienia prawie wyłącznie ze zjawiskami fotoluminescencji jednoatomowych gazów i par. Z podanych poprzednio zależności będą szczególnie użyteczne dwie, które tu przepisujemy:

$$h\nu = J_k - J_i \tag{1}$$

[(p. rozdz. IV, § 4 równ. (10)]. J_k i J_i są wartościami energji atomu, gdy jeden z walencyjnych elektronów znajduje się odpowiednio na k-tej i i-tej orbicie możliwej, przyczem $k > i$, tak że $J_k - J_i$ jest wartością energji zwolnionej przy spadaniu elektronu z k-tej orbity na i-tą, lub

energji, którą należy użyć, aby ten sam elektron podnieść z *i*-tej orbity na *k*-tą. *h* jest stałą P l a n c k a [p. rozdz. III, § 3, równ. (2)], ν — częstość drgań promieniowania, emitowanego przy danym spadku elektronu, $h\nu$ — kwant tego promieniowania. Podniesienie elektronu może być wykonane kosztem energji jego ruchu; wypadek ten był omówiony w rozdz. VI. Jeżeli elektron nabył swą energję, po przebyciu różnicy potencjałów *V wolt*, a całkowita jego energja była zużyta na pracę podniesienia elektronu walencyjnego, wtedy przy *bezpośredniem* odwrotnem spadaniu tego ostatniego, zostaje emitowany promień o długości fali λ, wyrażonej w *Å*, danej przez równość:

$$V \text{(wolt)} \times \lambda \text{(angstr.)} = 12340. \tag{2}$$

To, co powiedzieliśmy wyżej dotyczy *atomów*, np. jednoatomowycn gazów; dla *cząsteczek* sprawa komplikuje się niesłychanie ze względu na to, że prócz wzbudzenia i jonizacji następuje zmiana energji ruchu obrotowego i energji wewnątrzcząsteczkowych drgań atomów. Tem się tłumaczy powstawanie *widm pasmowych*, rozpatrzonych w rozdz. III, § 5 i w rozdz. IV, § 10. Przypomnijmy jeszcze, że w rozdz. VI wprowadziliśmy pojęcie *potencjałów krytycznych*, do których należą *potencjał rezonancyjny* V_r, powodujący podniesienie elektronu walencyjnego z orbity normalnej na najbliższą możliwą, oraz *potencjał jonizacyjny*, odpowiadający przeniesieniu tegoż elektronu z orbity normalnej nazewnątrz atomu.

Zjawisko fotoluminescencji występuje wtedy, gdy *padająca energja promienista zostaje zużyta na wzbudzenie atomów*, które następnie zwykłą drogą znowu emitują energję promienistą zgodnie z równ. (1). Jasną jest rzeczą, że *fot.-lum. może być w danem ciele wywołana tylko dzięki promieniowaniom, które są przez to ciało pochłaniane*, t. j. odpowiadają prążkom lub pasmom ich widma pochłaniana. Istnieje wyraźna równoległość pomiędzy fot.-lum. oraz zjawiskami, rozpatrzonemi w rozdz. VI. Głębsza jeszcze analogja zachodzi jednak pomiędzy fot.-lum. a zjawiskami fotoelektrycznemi, które były rozważone w rozdz. VIII: sprowadzają się one do tego, że napływająca energja zużywa się na wyrywanie elektronu z atomu lub cząsteczki. W dalszym ciągu będziemy odróżniać *fot.-lum. w gazach*, której badanie szczegółowe zostało niedawno zapoczątkowane oraz fot. lum. *w ciałach ciekłych i stałych*, którą zwykle obecnie mamy na myśli, gdy mowa o *fluorescencji i fosforescenji.*

Wspomnieliśmy już dwukrotnie o wykrytem w 1852 r. sławnem pra-

wie Stokes'a zjawisk fluorescencji. Niech λ_0 będzie długością fali promieniowania padającego, λ — długością fali promieniowania wysyłanego. Prawo to głosi, że poza nielicznemi wyjątkami,

$$\lambda > \lambda_0. \tag{3}$$

W rozdz. VIII, § 1 były rozpatrzone trzy prawa zjawisk fotoelektrycznych, dowiedliśmy tam, że prawa te, będąc całkowicie niepojęte w ramach falowej teorji energji promienistej, stają się łatwo zrozumiałe, t. j. są logicznym wynikiem pojęć *kwantowej teorji światła.* Mamy tu obecnie dalszy przykład zupełnie analogiczny do poprzedniego. Chodzi mianowicie o wytłumaczenie, czemu następuje jakgdyby *przeróbka energji promienistej,* przytem przeważnie na fale dłuższe, gdyż w wyjątkowych tylko wypadkach przeróbka idzie w przeciwnym kierunku, t. j. otrzymujemy $\lambda < \lambda_0$. Z punktu widzenia teorji falowej, zjawisko to jest niezrozumiałe. Oczywiście, energja wysyłana może być *ilościowo mniejsza* od pochłoniętej, ponieważ część tej ostatniej może zostać zużyta na inne czynności, np. na powiększenie ruchu cieplnego atomów i cząsteczek, na pracę chemiczną i t. d. Natomiast pozostaje niejasnem, czemu wysyłana energja promienista różni się *jakościowo* od pochłoniętej, *czemu zmienia się częstość drgań,* która prawie zawsze maleje, choć czasami może też wzrosnąć. A przecież zmiana częstości może być ogromna; padające promieniowanie nadfiołkowe a nawet röntgenowskie, może się niejako przekształcić w promieniowanie np. o barwie żółtej.

Przejdźmy do *kwantowej teorji energji promienistej.* Oznaczmy przez ε_0 kwanty, odpowiadające promieniom padającym; przez ν_0 częstość według teorji falowej, dla promieni zaś emitowanych oznaczmy kwanty i częstość przez ε i ν. Wiemy, że kwanty działają niezależnie od siebie. Przy udatnem zderzeniu z atomem część kwantu ε_0 zostaje zużyta na powiększenie energji układu (atomu lub cząsteczki) od pewnej wartości początkowej E_1 do nowej E_2; pozostała część zużywa się na jakąkolwiek inną pracę P, — np. na powiększenie ruchu cieplnego lub na pracę chemiczną. W ten sposób mamy równość:

$$\varepsilon_0 = E_1 - E_2 + P \tag{4}$$

Gdy układ wraca do swego stanu poprzedniego, wówczas energja $E_2 - E_1$ zostaje wysyłana w formie kwantu ε, tak że

$$\varepsilon = E_2 - E_1 \tag{5}$$

Jasną jest rzeczą, że

$$\varepsilon < \varepsilon_0. \tag{5, a}$$

Przechodząc na język teorji falowej, mamy

$$\varepsilon_0 = h\nu_0 \text{ i } \varepsilon = h\nu.$$

Wtedy nierówność (5,a) daje

$$\nu < \nu_0, \qquad (6)$$

zatem

$$\lambda > \lambda_0 \qquad (7)$$

Jest to właśnie zależność (3), wyrażająca prawo S t o k e s'a, które tłumaczy się w sposób prosty i naturalny przy pomocy teorji kwantów. Widzimy, że rzadkie wyjątki, obserwowane jedynie w *ciałach wieloatomowych*, t. j. w *cząsteczkach*, znajdują również swe całkowite wytłumaczenie na podstawie teorji kwantów. Przy wyprowadzeniu nierówności (7) założyliśmy mianowicie, że cały kwant ε_0 zostaje *całkowicie* zużyty na pracę zgodnie z równ. (4). Jednakże poznaliśmy już i takie przypadki, gdy część kwantu ε_0 zostaje zużyta na pracę, przechodząc w energję ruchu elektronu, reszta zaś kwantu jest nadal w ruchu w nowym kierunku *w postaci kwantu* ε mniejszego od ε_0. Jedno z tych zjawisk, które nazwaliśmy *zjawiskiem C o m p t o n a* (rozd. VII, § 2), może powstać i jest istotnie obserwowane jedynie w specjalnych warunkach: bardzo duży kwant i bardzo słabo z atomem związany lub nawet zupełnie swobodny elektron. W rozdz. VII, § 3 poznaliśmy inne zjawisko, wykryte w 1928 r. Dowodzi ono, że może nastąpić zużycie części kwantu, — przyczem część niezużyta pozostaje w postaci kwantu o mniejszej wielkości, — również w kwantach, które odpowiadają *promieniowaniu widzialnemu*, oraz takich, które są 5000 razy mniejsze od kwantów promieni röntgenowskich.

§ 2. Fotoluminescencja jednoatomowych gazów.

Staranne badanie tego zjawiska zostało zapoczątkowane stosunkowo niedawno, zwłaszcza od chwili, gdy przekonano się, że teorja budowy atomu B o h r a pozwala wytłumaczyć powstawanie *widm prążkowych*, gazów jednoatomowych (rozd. IV, § 7). Ta sama teorja zdołała znaleźć zastosowanie do zjawisk fotoluminescencji w tych gazach, które polegają na następującem: jeżeli przez gazy jednoatomowe przepuścić promieniowanie odpowiedniej długości fali, wówczas zauważymy wewnątrz gazu emisję, którą najdogodniej można obserwować w kierunku prostopadłym do biegu promieni wzbudzającvch. W najprostszym wypadku okazuje się, że długość

fali światła wysyłanego odpowiada pierwszemu prążkowi serji, którą nazwaliśmy główną (p. rozdz. IV, § 9), otrzymywanej podczas spadania elektronu na orbitę *normalną;* w szczególności zaś prążek ten jest emitowany przy spadaniu elektronu *z drugiej możliwej* orbity na normalną. Okazuje się, że promieniowanie, odpowiadające temu właśnie prążkowi jest przytem przez dany gaz pochłaniane. Jasną jest rzeczą, że $\varepsilon = \varepsilon_0$ i w równ. (4) mamy $P = 0$. Mamy tu, jeśli się tak można wyrazić, idealny przypadek fotoluminescencji, a mianowicie *przypadek czystego rezonansu,* gdy $\lambda = \lambda_0$. Wytłumaczenie jest w tym wypadku proste. Kwant ε_0 zostaje całkowicie zużyty na pracę podniesienia elektronu walencyjnego *z orbity normalnej na najbliższą* do niej orbitę możliwą; podczas powrotu elektronu na pierwotną (normalną) orbitę, zostaje wysyłany kwant $\varepsilon = \varepsilon_0$, tak że w języku teorji falowej, otrzymujemy $\lambda = \lambda_0$. Atom jest tu niejako zwykłym rezonatorem. Obecnie staje się zrozumiałem, czemu *potencjał* V_r, odpowiadający zgodnie z równ. (2) promieniowaniu $\lambda_r = \lambda_0$ nazywa się *rezonacyjnym.* Dla pary rtęci potencjał rezonacyjny jest w przybliżeniu równy 4,9 wolt (rozdz. VI, § 2), co zgodnie z równ. (2) daje silny prążek widma rtęci:

$$\lambda_r \text{ (rtęć)} = 2536{,}7 \ \mathring{A} \tag{8}$$

Dla *sodu* odpowiednią rolę gra żółty prążek dwójkowy D_1, D_2. Rozpatrzony przypadek czystego rezonansu jest obserwowany stosunkowo rzadko. Cały szereg okoliczności może wprowadzić różnorodne komplikacje, z których kilka rozpatrzymy.

I. Wzbudzenie zjawiska czystego rezonansu wymaga, aby promieniowanie wzbudzające zawierało istotnie również promieniowanie o długości fali λ_r. Zdawałoby się, że warunek ten jest spełniony, jeżeli źródłem pierwotnym będzie ten sam gaz lub para (np. przy rtęci lub sodu), świecące pod wpływem wyładowań elektrycznych. Sprawa jednak komplikuje się przez to, że widmo emisji zawiera prążki nierzadko o znacznej szerokości, co wskazuje na ich niejednorodność i łatwo tłumaczy się t. zw. zasadą D o p p l e r a, nie będziemy się jednak nad tem zatrzymywali. Do wzbudzenia atomu potrzebne jest promieniowanie o ściśle określonej długości fali, odpowiadające *środkowej części* prążka widmowego, wysyłanego przez pierwotne źródło promieniowania wzbudzającego. Lecz właśnie ta część centralna nie występuje prawie wcale wskutek „odwrócenia", które polega na tem, że powstające w warstwie wewnętrznej świecącego gazu lub pary, choćby najsilniej wzbudzonej, promieniowanie musi przejść przez warstwy zewnętrzne, słabo wzbudzone i zostaje przez nie, w myśl prawa K i r c h-

h o f f a, pochłonięte. Tego rodzaju absorbcji ulega tylko część centralna szerokiego prążka widmowego, ponieważ tylko ona znajduje się w widmie słabo świecącej zewnętrznej warstwy gazu lub pary źródła pierwotnego. Tę niedogodność można usunąć, jeżeli w źródle pierwotnem zapomocą magnesu zbliżyć drogę wyładowań elektrycznych do samej ścianki naczynia.

II. Przypuśćmy, że pierwotne źródło zawiera promieniowanie dł. f. λ_0, odpowiadające nie pierwszemu (czołowemu), lecz jednemu z dalszych prążków serji głównej ciała badanego. Wówczas w atomach tego ostatniego nastąpi podniesienie elektronu walencyjnego z orbity normalnej nie na najbliższą, lecz na jedną z wyższych orbit możliwych. Jeżeli następnie elektron wróci wprost na orbitę normalną, to otrzymamy znowu $\lambda = \lambda_0$ i będziemy mieli do czynienia z czystym rezonansem. Lecz elektron może wrócić na orbitę normalną również pojedyńczemi skokami poprzez szereg przystanków pośrednich. W tym przypadku otrzymamy w widmie fluoryzującego gazu cały szereg prążków, należących do różnych seryj. Ponieważ jednak w różnych atomach droga powracającego elektronu może być różna, więc jasną jest rzeczą, że powstają jednocześnie wszystkie w danych warunkach możliwe prążki, między niemi zaś prążek o długość fali równej długości fali promieniowania pierwotnego.

III. Jeżeli wraz z *podwyższeniem temperatury rośnie gęstość* badanej pary (np. pary rtęci lub sodu), wówczas powstaje cały szereg nowych komplikacyj. Przypuśćmy, że promieniowanie pierwotne przechodzi przez parę badaną w postaci cienkiej wiązki; wówczas przy małej gęstości otrzymuje się świecenie tylko wzdłuż tej wiązki. Przy większej gęstości promienie rozchodzące się z tej wiązki we wszystkich kierunkach wywołują ze swej strony *świecenie otaczającej pary;* świecąca smuga rozszerza się i wreszcie niejako wypełnia całe naczynie. Jednocześnie rośnie zdolność absorbcyjna pary, wskutek czego szerokość wiązki zaczyna ponownie zmniejszać się, dopóki nie osiągnie mniej więcej pierwotnej szerokości. Jednocześnie też wskutek pochłaniania promieni blask pasma w kierunku rozchodzenia się promieni wzbudzających maleje, dopóki wreszcie przy dostatecznej gęstości pary, nie skoncentruje się w postaci cienkiej warstewki dokoła tego miejsca ścianki naczynia, gdzie przenikają doń promienie pierwotne. W ten sposób, dogodne dla obserwacyj *objętościowe* świecenie wewnętrzne, przekształca się w *powierzchniowe.* Nie będziemy się zatrzymywali nad paru innemi warunkami, które komplikują rozpatrywanie zjawisk w wysokiej temperaturze i przy dużej gęstości pary.

IV. W rozpatrzonych przypadkach, nie zachodzi, ściśle biorąc, rze-

czywista *absorbcja* promieni pierwotnych, ponieważ cała padająca energja promienista jest znów wysyłana w postaci tej samej formy energji, nie zachodzi bowiem jej przemiana w inną jej postać. Możliwy jest jednak i inny przypadek, którego szczególnie należy oczekiwać, gdy do gazu badanego dodano domieszkę innego gazu. Wtedy przy zderzeniu *wzbudzonego* atomu z innemi atomami lub cząsteczkami może nastąpić t. zw. *zderzenie drugiego rodzaju* (rozdz. IV, § 3), w konsekwencji którego podniesiony elektron spadnie na orbitę normalną, lecz wyzwolona przytem energja, nie przechodząc w energję promienistą, rozdzieli się pomiędzy dwiema zderzającemi się cząsteczkami, przechodząc np. w energję kinetyczną ich ruchu, t. j. w energję *cieplną.* W tym wypadku mamy rzeczywistą absorbcję promieni pierwotnych.

V. Zakładaliśmy, że mamy do czynienia z jednoatomowym gazem lub parą, i wszystko wyżej powiedziane stosuje się oczywiście wyłącznie do tego przypadku. Może się jednak zdarzyć, że w gazie, który mamy prawo uważać za jednoatomowy, w rzeczywistości zawarte są również cząsteczki, składające się z dwu lub nawet większej liczby atomów. Zachodzi to po pierwsze, gdy w samym gazie tworzą się cząsteczki *dwuatomowe;* takie przypadki już spotykaliśmy i byliśmy zmuszeni założyć możliwość powstawania w specjalnych warunkach (wzbudzenie, jonizacja) cząsteczek dwuatomowych, jakkolwiek nie trwałych, w jednoatomowych naogół parach rtęci i w helu. Po drugie, może się zdarzyć, że w gazie badanym znajduje się domieszka innego gazu, która dostała się do niego przypadkowo lub też została umyślnie dodana. W tym przypadku mogą również w specjalnych warunkach (p. wyżej) powstać nietrwałe związki atomów gazu badanego z atomami lub nawet cząsteczkami domieszki. W obu przypadkach mamy do czynienia już nietylko z gazem jednoatomowym, lecz również z dwu- lub wieloatomowym. Należy wtedy wziąć pod uwagę energję ruchów obrotowego i wewnętrznego, i całe zagadnienie komplikuje się tak samo, jak przy przejściu od widm prążkowych do pasmowych.

§ 3. Badanie gazów jednoatomowych.

Badanie doświadczalne fotoluminescencji gazów jednoatomowych dotyczy przedewszystkiem *par metali.* Najczęściej badano pary *rtęci i sodu.*

I. *Para rtęci.* Prążek rezonansowy rtęci posiada dł. f. $\lambda_n = 2536{,}7\ \mathring{A}$, p. (8). W widmach emisji i absorbcji zawiera on pięć składowych i występuje również *w widmie emisji rezonansowej.* Należy przypuścić, że dwa te prążki zostają pochłaniane i wysyłane nie przez ten

sam, lecz przez różne atomy rtęci, których budowy różnią się nieco pomiędzy sobą, wskutek czego również poziomy energetyczne nie są w nich zupełnie jednakowe. Nawet przy 100°, gdy gęstość pary powiększyła się na tyle, że świecenie objętościowe przechodzi już w powierzchniowe, rozszczepienie prążków jednakże wciąż jeszcze ma miejsce. *Domieszka powietrza* do pary rtęci *osłabia* w znacznym stopniu świecenie rezonansowe. Bardzo interesujący fakt wykryto w 1920 r. Prążki rtęciowe 5461 *Å* oraz 3131 *Å*, jako nienależące do głównej serji (spadanie na orbitę normalną), nie mogą oczywiście wywołać luminescencji. Lecz jeśli pary rtęci jednocześnie naświetlać temi dwoma prążkami oraz prążkiem rezonancyjnym (2536,7 *Å*), wtedy wszystkie *trzy prążki powstają* w świetle pary fluoryzującej. Mamy tu oczywiście przypadek, gdy elektron podniesiony przez kwant prążka rezonancyjnego z normalnej orbity na sąsiednią, zostaje następnie podniesiony przez kwanty innych promieni na orbity wyższe.

Wpływ *domieszek* do pary rtęci może być prawdopodobnie dwojaki. Po pierwsze, następuje czasami ogromne osłabienie świecenia, jak np. w przypadku domieszki powietrza do pary rtęci. Pochodzi ono stąd, że wzbudzone atomy rtęci nie przekształcają swej energji w energję promienistą, lecz oddają ją atomom lub cząsteczkom domieszki, gdy te ostatnie zderzają się z niemi, lub poprostu zbliżają się do nich na dostatecznie małą odległość; są to *zderzenia drugiego rodzaju,* o których już wyżej była mowa. Drugi przypadek charakteryzuje się tem, że domieszka wywołuje *rozszerzenie prążków w widmie luminescencji.* Oznacza to, że wysyłana jest nietylko oczekiwana długość fali, lecz wszelkie możliwe sąsiednie, co dowodzi, że poziomy energetyczne uległy niewielkim, lecz w poszczególnych atomach niejednakowym zmianom. Zmiany te polegają na zniekształceniu normalnych orbit elektronowych w atomie niewzbudzonym, gdy do pary rtęci został domieszany jeden z gazów *szlachetnych,* — np. argon lub hel; domieszka 5 *mm* argonu daje blask fluorescencji dwa razy większy od blasku przy 3 *mm,* zaś przy 300 *mm* helu 4 razy większy, niż blask w czystej parze rtęci.

Pierwszy przypadek, t. j. zderzenie drugiego rodzaju, mamy wtedy, gdy do pary rtęci dodamy *parę innych metali,* których potencjał rezonancyjny jest niższy, niż w rtęci. Wzbudzony atom rtęci może wtedy przy zderzeniu oddać swą energję atomowi domieszki, który sam przechodzi w stan wzbudzony, a następnie wysyła właściwy mu prążek widmowy. Jeżeli domieszać do pary rtęci np. parę srebra, ołowiu, bizmutu, kadmu lub talu i naświetlać mieszaninę prążkiem rezonancyjnym rtęci, wów-

czas w widmie fluorescencji powstaną prążki metali domieszanych. Mamy tu przypadek *fluorescencji pochodnej*, gdy prążki danej substancji powstają dzięki obecności innej.

Aby nastąpiło *zderzenie drugiego rodzaju*, jest rzeczą konieczną, by wzbudzony atom zdążył zderzyć się z inną cząsteczką wcześniej niż podniesiony w nim elektron spadnie na jedną z niższych orbit. Nazwijmy *czasem trwania* czas, w ciągu którego elektron pozostaje na orbicie wyższej. Jeżeli gaz jest bardzo rozrzedzony, tak że jego cząsteczki znajdują się daleko od siebie, wówczas *przeciętna długość drogi* atomu od jednego zderzenia do następnego będzie stosunkowo duża i *czas przebiegu* drogi okaże się większym od *czasu trwania*. W tym przypadku zderzenie drugiego rodzaju jest niemożliwe lub powinno się odbywać bardzo rzadko. Zderzenia te muszą natomiast zdarzać się często, gdy gaz jest gęstszy, przeciętna długość drogi mała, a czas jej przebiegu jest mniejszy od czasu trwania. Zbadanie wpływu domieszek na zjawiska luminescencji może doprowadzić do przybliżonego wyznaczenia czasu trwania elektronu, wielkości oczywiście bardzo interesującej. Okazało się, że *czas trwania jest rzędu* 10^{-8} *lub* 10^{-9} *sek.* Obserwacje innego rodzaju prowadzą do wielkości tegoż rzędu.

Energja atomu wzbudzonego może przy zderzeniu drugiego rodzaju zużyć się na *pracę chemiczną dysocjacji* cząsteczki. Udowodnili to I. Franck i G. Cario w 1922 r., naświetlając mieszaninę pary rtęci z *wodorem* promieniowaniem 2536,7 Å (prążek rezonancyjny rtęci). Praca dysocjacji cząsteczek wodoru jest w przybliżeniu równa kwantowi o dł. f. 3200 Å, jest więc ona *mniejsza* od energji wzbudzonego atomu rtęci. Obecność *atomów* wodoru można było udowodnić charakterystycznemi dla nich reakcjami chemicznemi; dysocjacja cząsteczek wodoru zachodziła niewątpliwie. W 1925 G. A. Stuart badał osłabienie luminescencji pary rtęci pod wpływem domieszek różnych gazów, przyczem, aby wzbudzić tylko prążek rezonancyjny rtęci 2536,7 Å, postępował w sposób następujący. Stuart naświetlał promieniami lampy rtęciowej naczynie, zawierające parę *czystej rtęci*, promieniowanie zaś pozostające w tem naczyniu przepuszczał przez inne naczynie, w którem znajdowała się badana mieszanina. Natężenie promieniowania, które powstawało w drugiem naczyniu, było mierzone zapomocą fotometru. Okazało się, że tlen posiada największą zdolność gaszenia fluorescencji pary rtęci. Jeżeli tę zdolność oznaczymy przez 100, wówczas dla innych gazów otrzymamy liczby następujące:

tlen	tlenek węgla	wodór	dwutlenek węgla	para wodna	azot	argon	hel
100	80	70	28	10	1,3	0,2	0,02

II. *Sód.* Fluorescencja pary sodu była po raz pierwszy zbadana starannie przez uczonego amerykańskiego R. W. Wood'a w początkach b. stulecia. Między innemi Wood wykrył, że emisja dwójki D_1D_2 może być wywołana przez naświetlenie pary sodu jasnem światłem sodu. Zjawisko to zostało przez niego nazwanem czystym rezonansem, w przypuszczeniu, że należy je ściśle odróżnić od zjawiska fluorescencji, co, jak obecnie wiemy, nie jest słuszne. Przypomnijmy, że widmo sodu składa się z dwójek i że dwójka czołowa serji głównej składa się z dwu żółtych prążków D_1 i D_2, których długości fali są

$$\lambda(D_1) = 5896{,}16\,\mathring{A}; \qquad \lambda(D_2) = 5890{,}19\,\mathring{A} \tag{9}$$

Druga dwójka tej samej serji znajduje się koło

$$\lambda = 3303\,\mathring{A} \tag{10}$$

Pochodzenie dwójek możemy sobie tłumaczyć w ten sposób: każda z możliwych orbit, które znajdują się ponad orbitą normalną elektronu walencyjnego atomu sodu, została rozszczepiona na dwie możliwe orbity, których poziomy energetyczne (wyrazy widmowe) bardzo mało się różnią między sobą; oznaczamy parę orbit, najbliższych orbity normalnej, symbolicznie przez $2p_1$ i $2p_2$. Zależnie od tego, czy nastąpi spadanie elektronu z $2p_1$ czy $2p_2$ na orbitę normalną, otrzymamy emisję prążków D_1 lub D_2. Bezpośrednie przejście elektronu z $2p_2$ na $2p_1$ lub naodwrót jest niemożliwe. Wyżej powiedziane tłumaczy zjawisko fluorescencji w parze sodu, które opiszemy niżej.

Jeżeli parę czystego sodu naświetlać *jednym* z pośród dwu prążków D_1 lub D_2, wtedy światło fluorescencji zawiera tylko ten jeden prążek, i mamy do czynienia z *czystym rezonansem.* Lecz jeśli do pary sodu dodać niewielką ilość *wodoru,* wtedy przy naświetlaniu jednym prążkiem otrzymamy w świetle fluorescencji *oba prążki,* przyczem natężenie drugiego prążka rośnie do pewnej granicy wraz z ilością domieszanego wodoru. Możliwe są tu dwa wytłumaczenia. Przy zderzeniu wzbudzonego atomu sodu z atomem lub cząsteczką wodoru może się zdarzyć, że atom sodu pobiera lub oddaje niewielką ilość energji, która odpowiada przejściu elektronu z $2p_2$ na $2p_1$, lub odwrotnie. Jeżeli np. do naświetlania

używamy D_1, to we wszystkich atomach wzbudzonych elektron będzie się znajdował na orbicie $2p_2$, przy powrocie zaś na orbitę normalną otrzymamy emisję D_1. Natomiast jeżeli wskutek wspomnianych zderzeń w wielu atomach elektrony będą przeprowadzone na orbity $2p_2$, to przy powrocie ich emitowany będzie prążek D_2. (Stosujemy tu stare oznaczenia poziomów energetycznych). Jest jednak również rzeczą możliwą, że następuje tu zderzenie drugiego rodzaju, przy którem elektron walncyjny wraca na orbitę normalną bez emisji, jego energja zaś przechodzi w energję ruchu cząsteczek wodoru, która następnie pobudza atom sodu.

Orbity, odpowiadające drugiej dwójce sodu, p. (10), oznaczmy symbolami $3p_1$ i $3p_2$. Jeżeli naświetlić parę sodu tylko tą dwójką, wówczas w widmie fluorescencji otrzymamy nietylko tę dwójkę, lecz również dwójkę D_1D_2. Nie wdając się w dość skomplikowane rozumowania, możemy stwierdzić, że pojawienie się tej ostatniej dwójki można wytłumaczyć tem, iż elektron, wracając z jednej z orbit $3p_1$ lub $3p_2$ na normalną, może trafić na jedną z orbit $2p_1$ lub $2p_2$, stąd zaś na orbitę normalną, przyczem otrzymamy właśnie emisję D_1 i D_2.

Prócz sodu i rtęci były badane również pewne inne metale, — np. przez A. N. T e r e n i n a (Leningrad). Nie będziemy się jednak na tych pracach zatrzymywali.

§ 4. Fotoluminescencja cząsteczek.

W gazach jednoatomowych mieliśmy do czynienia tylko z wewnętrzną energją atomu, zależną od rozmieszczenia elektronów w atomie, oraz z energją cieplną ruchu całego atomu, której wpływ uwydatniał się tylko w przypadku zderzeń drugiego rodzaju. W dwu- i wieloatomowych gazach spotykamy prócz tego jeszcze energję ruchu *obrotowego* całej cząsteczki oraz energję *międzyatomową*, t. j. energję ruchów *drgających* atomów, zawartych w cząsteczce. W rozdz. IV, § 10 rozpatrzyliśmy już wynikające stąd komplikacje. Przypomnijmy tylko, że prawie każda zmiana jednej z trzech rodzajów energij (elektronowa, obrotowa, oscylacyjna) powoduje zmianę pozostałych dwu, którą trudno ująć teoretycznie. *Możliwość* dysocjacji wprowadza nową komplikację. Przypomnijmy, że cząsteczki dają *widma pasmowe*, których budową zajmowaliśmy się w rozdz. IV, § 10. Charakterystyczne dla cząsteczek *są odchylenia od prawa S t o k e s'a:* ciało fluoryzujące wysyła niekiedy również promieniowania o fali krótszej od fali promieniowania wzbudzającego. Według teorji kwantowej oznacza to, że cząsteczka traci podczas promieniowania więcej ener-

gji, niż otrzymała przy pochłanianiu promieni pierwotnych. To na pierwszy rzut oka paradoksalne zjawisko tłumaczy się w ten sposób, że jednocześnie z pochłanianiem energji promienistej może część już istniejącej w cząsteczce innej energji, np. wewnątrz cząsteczkowej przejść w *emitowaną* energję promienistą. Następuje to szczególnie w temperaturach *wysokich*, gdy wzrasta liczba cząsteczek, mających znaczny zasób energji ruchów drgających atomów. Jeżeli wziąć pod uwagę olbrzymie komplikacje teorji widm pasmowych, o czem tylko mimochodem wspominaliśmy w rozdz. IV, § 10, to łatwo zrozumieć jak bardzo skomplikowane muszą być zjawiska luminescencji w ciałach wieloatomowych, i jak trudne musi być ich wytłumaczenie. Dalsza komplikacja powstaje, gdy cząsteczka wzbudzona może ulec *zderzeniom* podczas przebywania elektronu na orbicie, na którą on został przeniesiony przez pochłoniętą energję promieni wzbudzających. Zderzenia nie podlegają kwantowaniu, tak iż cząsteczka po zderzeniu może się znaleźć w różnych nowych stanach, co oczywiście musi wpłynąć na widmo fluorescencji.

Odróżniamy *dwa rodzaje widm fotoluminescencji* ciał wieloatomowych. Widma pierwszego rodzaju składają się z wielkiej liczby *ostrych prążków*, których liczba i rozmieszczenie zależne są od długości fali promieniowania wzbudzającego, tak że niewielka zmiana tej ostatniej może zupełnie zmienić fluorescencję, lub nawet przeszkodzić jej występowaniu. Inaczej mówiąc, tylko promieniowanie określonej długości fali może wywołać wzbudzenie cząsteczki. Tego rodzaju widmo nosi nazwę *prążkowo-pasmowego* (zgodnie z propozycją prof. D. S. Rożdiestwienskiego). Jeżeli do naświetlania stosować światło monochromatyczne, otrzymujemy widmo, zawierające dużą liczbę równoodległych od siebie prążków, których rozmieszczenie zależy od rodzaju (długości fali) promieniowania wzbudzającego. Należy tu fluorescencja pary jodu. R. W. Wood oraz P. Pringsheim nazywają tego rodzaju widmo *rezonancyjnem* ze względu na jego wyraźną zależność od rodzaju promieniowania wzbudzającego. *Widma drugiego rodzaju* mogą być nazwane poprostu *pasmowemi*. Składają się one z pasm, które nie dają się rozdzielić na poszczególne prążki. Zależność ich rozmieszczenia od długości fali promieniowania pierwotnego jest mniej istotna. Wytłumaczenie ich powstawania jest bardzo trudne i mało opracowane; jest rzeczą możliwą, że między dwoma rodzajami widm niema wyraźnej granicy. W widmach drugiego rodzaju należy odróżniać dwa przypadki: widma pasmowe fluorescencji *ciał gazowych* i widma pasmowe fluorescencji *ciał ciekłych i stałych;* tutaj też należy fosforescencja tych ostatnich.

Typowe widmo rezonancyjne daje fluorescencja pary jodu, której cząsteczki są dwuatomowe. Widmo pochłaniania jodu składa się w części widzialnej z dużej liczby pasm z wyraźnemi krawędziami od strony fal krótkich. Jeżeli parę jodu naświetlać promieniowaniem monochromatycznem, to w widmie fluorescencji ukaże się prążek odpowiadający temu promieniowaniu (czysty rezonans) oraz liczne w przybliżeniu równoodległe do siebie prążki, większość których ma długość fali większą (prawo Stokes'a), jakkolwiek niektóre posiadają również fale krótsze od fali promieniowania wzbudzającego; noszą one nazwę *antistokesowskich*. Dookoła *dwu* atomów jodu krąży 106 elektronów, z których 14 jest walencyjnych. Parwdopodobnie tylko jeden z tych ostatnich może przejść ze swej orbity normalnej na inne możliwe orbity. Energja ruchu obrotowego oraz energja ruchu drgającego mogą być w każdej danej chwili zgoła niejednakowe w różnych cząsteczkach, ponieważ energje te ulegają wciąż zmianom przy zderzeniach. W danej chwili, zasoby energji ruchów obrotowych i drgających muszą spełniać warunki kwantowe i ulegać zmianom tylko pewnemi skokami. Jeżeli przypomnijmy sobie, jak powstaje widmo pasmowe (rozdz. IV, § 10), wtedy staje się rzeczą jasną, czemu ze światła białego zostają pochłonięte prążki, wchodzące w skład widma pasmowego emisji. Gdy pierwotne światło jest monochromatyczne, wówczas zostaje ono pochłonięte przez cząsteczki, które w danej chwili posiadają odpowiednią energję ruchów obrotowego lub drgającego, jak również przez te, w których może nastąpić wzbudzenie cząsteczki. Jeżeli więc cząsteczka odrazu wraca do stanu normalnego, wtedy zostaje wysyłany prążek wzbudzający. Jeżeli zaś powrót następuje skokami poprzez stacje pośrednie, wówczas powstają nowe prążki. *Jeżeli w chwili wzbudzenia, np. energja drgania była większa od normalnej*, wtedy mogą powstać *prążki antistokesowskie.*

Jest rzeczą interesującą, że ilość energji promienistej, którą pochłania cząsteczka i która następnie zostaje przez nią ponownie wydzielona w postaci energji promienistej, *może przewyższać energję konieczną dla dysocjacji tej samej cząsteczki.* Tak np. zielony prążek rtęciowy zostaje pochłonięty przez parę jodu i wywołuje w niej fluorescencję. Kwant ε tego promieniowania, pochłonięty przez jedną cząsteczkę jodu, równa się $3{,}6.10^{-12}$ erg. Wiadomo jednak, że do dysocjacji gram-cząsteczki jodu (137 *gr)* potrzeba 34,5 dużych kaloryj. Jeśli tę liczbę podzielić przez liczbę cząsteczek w gram-cząsteczce dowolnego ciała, t. j. przez liczbę Avogadry, p. rozdz. II, § 1, równ. (1), wtedy okazuje się, że dysocjacja jednej cząsteczki wymaga pracy $2{,}4.10^{-12}$ erg., t. j. około ⅔ ener-

gji ε, którą cząsteczka faktycznie pochłania. Pomimo tego, cząsteczka nie ulega dysocjacji i energja pochłonięta zużywa się na podniesienie elektronu oraz na powiększenie energji ruchów obrotowego i drgającego, i dopiero później może być emitowana w formie energji promienistej, jeśli tylko cząsteczka w czasie pomiędzy absorbcją i emisją nie uległa wpływom zewnętrznym, np. zderzeniu. W tym ostatnim przypadku fluorescencja zostaje osłabiona i energja częściowo przekazana samym cząsteczkom lub atomom domieszki obcego gazu, częściowo zaś zostaje zużyta na dysocjację, przyczem emisja, przekazanie energji i dysocjacja mogą być dla różnych cząsteczek różne pod względem wielkości energji w grę wchodzącej.

Para bromu ma takie samo widmo absorbcji jak para jodu; nie daje jednak widma rezonancyjnego.

O widmach *drugiego rodzaju, pasmowych, w gazach i parach* mówiliśmy, że brak w nich wyraźnej zależności widma emisji od rodzaju wzbudzającego promieniowania. Brak ten polega na tem, że wzbudzenie *dowolnem promieniowaniem szerokiej części widma,* czasami tylko wyraźnie ograniczonej od strony fal długich, *wywołuje jedno i to samo widmo* fluorescencji. Prócz tego, w widmie tem, obejmującem dziedziny promieni, które nie są same zdolne wywołać fluorescencji, nie spotyka się często wogóle promieni wzbudzających. Jasną jest rzeczą, że wytłumaczenie fluorescencji, które stosowaliśmy dotychczas i które jest całkowicie oparte na teorji B o h r a, tu się nie stosuje. Należy założyć, że *cząsteczki emitujące różnią się w sposób istotny od niewzbudzonych,* które pochłonęły promieniowanie pierwotne. Jest jednak rzeczą niemożliwą wskazać ściśle, na czem polega przemiana, która nastąpiła pod wpływem energji promienistej.

W początkowej fazie są jeszcze próby wytłumaczenia szczegółów zjawisk, związanych z *fluorescencją i fosforescencją ciał ciekłych i stałych.* W ostatnich latach nagromadzono materjał doświadczalny. Opis jego zajmuje we wspomnianej książce P. P r i n g s h e i m a około 110 stronic.. Z pośród ogólnych rozważań teoretycznych można przytoczyć następujące.

I. W ciałach ciekłych i stałych cząsteczki znajdują się o wiele bliżej siebie, niż w gazach, szczególnie rozrzedzonych, z któremi prawie wyłącznie mieliśmy do czynienia. Wskutek tej bliskości cząsteczki silnie działają na siebie, następuje *zniekształcenie orbit elektronowych,* przyczem ulegają zmianie poziomy energetyczne, a więc różnice energji, które przechodzą w energję promienistą, gdy elektron spada z jednego poziomu na

drugi. Zniekształcenie nie podlega zupełnie warunkom kwantowym i w danej chwili może być bardzo różne dla różnych cząsteczek, co właśnie tłumaczy, że naświetlenie monochromatyczne może wywołać w widmie emisji *szerokie pasma ciągłe.*

II. Jest rzeczą bardzo ważną, że *na trwanie fosforescencji wpływa temperatura* oraz inne czynniki, od których zależy ruch samych *cząsteczek.* Wskazuje to, że nie mamy już tu do czynienia tylko z temi zjawiskami *wewnątrz-atomowemi,* co do których nauka współczesna jest mniej lub więcej zorjentowana. Charakterystyczna jest też okoliczność, że fotoluminescencja ciał ciekłych i stałych występuje przeważnie w przypadkach, gdy budowa cząsteczki jest bardzo skomplikowana. Według doświadczeń V e g a r d' a fosforyzują również zestalone azot, argon i t. d.

III. Jest rzeczą prawdopodobną, że samo wzbudzenie ma charakter zjawiska *fotoelektrycznego,* a to oznacza, iż wzbudzenie dochodzi aż do *jonizacji,* przyczem jednakże elektron wyzwolony, nie wydostaje się nazewnątrz. Mamy tu wewnętrzny efekt fotoelektryczny, analogiczny do rozpatrzonego w rozdz. VIII, § 4. Elektron jednakże nie pozostaje wolnym, lecz szybko *łączy się z jednym z innych atomów tej samej cząsteczki.* W warunkach sprzyjających wraca on do jednego z wzbudzonych, raczej zjonizowanych atomów, czemu towarzyszy emisja, której kwant jest wyznaczony przez różnicę energji dwu *różnych* atomów, przyczem jeden atom należy brać przed oderwaniem odeń fotoelektronu, drugi zaś po przyłączeniu doń tegoż elektronu. Jeżeli odpowiada to rzeczywistości, wtedy różnica pomiędzy zjawiskami poprzednio rozpatrzonemi i temi, które obecnie omawiamy, okazuje się w istocie niezbyt wielka. Tam elektrony przechodziły z jednej orbity na inne, pozostając w obrębie *jednego i tego samego atomu;* obecnie zaś orbity te należą do różnych atomów, jakkolwiek *jednej i tej samej cząsteczki.* Jednakowoż dla analizy teoretycznej drugi wypadek jest bez porównania bardziej skomplikowany od pierwszego. W tym samym atomie orbity są związane warunkami kwantowemi i dla nich ośrodek działający jest ten sam, mianowicie — jądro atomowe. Przechodząc zaś z jednego atomu do drugiego, elektron podlega wpływowi innego jądra.

Na korzyść przytoczonych tu rozumowań świadczy fakt, że *czas trwania fluorescencji* zmniejsza się wraz ze wzrostem ruchliwości cząsteczek, których zderzenia przyczyniają się do oderwania elektronu od atomu, do którego elektron się dostał. Tem się tłumaczy fakt, że dla *cieczy* trwanie świecenia jest bardzo małe. Jeżeli zmniejszyć ruchliwość, dodając do fluoryzującego roztworu żelatynę, lub też zamroziwszy roztwór,

wtedy fluorescencja przejść może w fosforescencję, którą w tym przypadku należy rozpatrywać, jako proces nowy, od poprzedniego niezależny. Tutaj też zaliczyć należy fakt, że przy ogrzaniu ciała *stałego* fosforyzującego, naświetlonego w niskiej temperaturze, rozpoczyna się niekiedy świecenie, t. j. wydzielenie nagromadzonej energji.

ROZDZIAŁ X.

TEORJA BOHRA A CHEMJA.

§ 1. Powinowactwo chemiczne.

Możemy sobie łatwo uświadomić, że teorja budowy atomu Bohra, która przeniknęła we wszystkie działy fizyki, musi mieć ogromne i wciąż jeszcze rosnące znaczenie dla chemji. Chemja zajmuje się przedewszystkiem *atomami i cząsteczkami*, jest więc rzeczą jasną, że teorja, która przynosi tyle nowych wiadomości o atomach, musi być dla chemji w swoim rodzaju rewelacją. Istotnie, zastosowanie teorji Bohra w chemji stanowi obecnie całą naukę. Ograniczymy się tutaj do krótkiego rozpatrzenia niewielu tylko zagadnień.

Zwróćmy się przedewszystkiem do zagadnienia *powinowactwa chemicznego*, t. j. siły, która wiąże atomy między sobą, tworząc z nich cząsteczki. Przypomnijmy, że wielki chemik szwedzki J. J. Berzelius (1779—1848) rozwinął *elektryczną teorję powinowactwa chemicznego*, która panowała w nauce w ciągu dłuższego czasu; teorja Berzelius'a zakłada, że powstawanie cząsteczek jest wynikiem wzajemnego przyciągania *różnoimiennie naelektryzowanych atomów*. Pogląd ten został później odrzucony, a jedną z przyczyn upadku tej teorji była niemożność wytłumaczenia w ramach jej pojęć powstawania *dwuatomowych cząsteczek* wodoru, tlenu, azotu, chloru i t. p., t. j. takich cząsteczek *homeopolarnych*, które składają się z dwu jednakowych atomów (rozdz. II, § 1). Dla dwuatomowych cząsteczek *heteropolarnych* (chlorowodór, tlenek węgla i t. d.), składających się z dwu różnych atomów, różnoimienna elektryzacja jest nietylko zupełnie zrozumiała, lecz uzyskuje również potwierdzenie w elementarnych zjawiskach elektrolizy. Lecz dla cząsteczek *pierwiastków* dwuatomowych teorja elektryczna Berzelius'a w postaci, w jakiej ją ten uczony zbudował, nie daje się oczywiście stosować, tem bardziej więc do cząsteczek, składających się z trzech, jak ozon (trzy atomy tlenu) lub z jeszcze większej liczby jednakowych atomów,

jak np. cząsteczka pary siarki, która składa się w pewnych wypadkach z 8 atomów. Widzieliśmy, że w czasach ostatnich zmuszeni byliśmy założyć istnienie cząsteczek dwuatomowych w helu i parze rtęci (jak również kadmu). Po odrzuceniu teorji B e r z e l i u s'a, chemja nie umiała dać wyraźnej odpowiedzi na zagadnienie istoty powinowactwa chemicznego, t. j. wskazać źródła sił, które utrzymują w równowadze atomy zawarte w cząsteczce. Niejasne pojęcie „powinowactwa chemicznego" nauka stosowała dość swobodnie. Powstało pojęcie „liczby powinowactw", którą atom posiada i która może być w różnych wypadkach różna. Wyobrażano sobie czasami te siły jako mające *zupełnie określone kierunki względem atomu*, t. j. pochodzące z zupełnie określonych punktów powierzchni atomu. Odnosiło się to np. do atomu *węgla*, którego cztery powinowactwa wiązano z czterema wierzchołkami czworościanu, w pewien określony sposów związanego z atomem węgla.

W chwili obecnej ustalono niezbicie, że *zagadkowe siły powinowactwa chemicznego są natury elektrycznej*, będąc siłami wzajemnego oddziaływania ładunków, z których się składają atomy. Powstaje więc zasadnicze ciekawe zagadnienie: czemu stara teorja elektryczna B e r z e l i u s'a nie zdołała się obronić, nowa zaś — również elektryczna — odrazu zajęła mocne stanowisko, i w każdym razie nie wywołuje wątpliwości w swych pojęciach zasadniczych. Łatwo dać tu ścisłą odpowiedź. Zgodnie z dawną teorją siły elektryczne pochodzą *od atomu* jako pewnej niepodzielnej całości; nowa zaś twierdzi, że siły te pochodzą od wszystkich, czasami bardzo licznych składowych części atomu. Wynik ostateczny zależy od wypadkowej wszystkich sił wzajemnego oddziaływania pomiędzy składowemi częściami atomów, wchodzących w skład cząsteczki. Powiemy obecnie, że *powinowactwo chemiczne*, jako siła, wiążąca atomy, pochodzi *od jąder oraz elektronów*, z których atomy te są zbudowane. Stosując ten pogląd do wypadków szczególnych, musimy mieć na oku następujące okoliczności, ogromnie komplikujące całe zagadnienie.

Składowe części atomu nie są czemś niezmiennem ani co do swej liczby, ani wzajemnego rozmieszczenia. Wiemy, że *liczba elektronów* w danym atomie może się zmniejszać, a czasami również się powiększać, w przypadku straty jednego lub paru elektronów, lub też przyłączenia elektronów dodatkowych (dwa wypadki jonizacji). Dlatego też należy brać pod uwagę możliwość *przejścia elektronów z jednego z dwu połączonych atomów do drugiego*. Może się zmienić również *rozmieszczenie* elektronów w danym atomie, gdy elektrony walencyjne przechodzą z orbit normalnych na inne. Prócz tego należy brać pod uwagę, że wzajemnemu

zbliżeniu atomów może towarzyszyć *zmiana kształtu orbit*, oraz ich rozkład w przestrzeni.

Z powyższego widać, że dwa chemicznie związane atomy, jako układy ładunków elektrycznych, mogą różnić się w sposób istotny od tych samych dwu układów, znajdujących się daleko od siebie, t. j. od tychże samych atomów w ich stanach normalnych. Teorja Bohra daje tylko ogólną nić przewodnią, pozwalającą rozwinąć zagadnienie budowy cząsteczek. Jednakże usiłowania w tym kierunku posunęły się już obecnie bardzo daleko, obejmując nawet dziedziny złożonych związków organicznych.

Pierwiastki pierwszych trzech grup nazywają się *elektrododatniemi;* zawierają one jeden, dwa i trzy walencyjne elektrony, które atomy tracą łatwo, poczem zewnętrzną staje się warstwa elektronowa, zawierająca *osiem* elektronów, t. j. warstwa wypełniona. Pierwiastki grup VII (chlorowce) VI i V nazywają się *elektroujemnemi;* ich warstwy zewnętrzne zawierają odpowiednio siedem, sześć i pięć elektronów, do których łatwo się dołącza jeden, dwa i trzy elektrony, przyczem zostaje wypełniona *zewnętrzna* powłoka elektronowa, t. j. liczba elekronów dochodzi w nich do *ośmiu.* W obu przypadkach widzimy dążenie atomu *do przejścia w stan, w którym warstwa zewnętrzna miałaby osiem elektronów,* t. j. byłaby wypełniona. Osobne miejsce zajmują *gazy szlachetne,* w których atomach normalnych warstwa zewnętrzna jest już wypełniona (2 elektrony w helu, 8 — w pozostałych). Widzimy, że atomy pierwiastków zarówno elektrododatnich jak i elektroujemnych dążą do tego, aby nadać swym warstwom elektronowym budowę, którą mają gazy szlachetne. Mamy tu jednak istotną różnicę. Gazy szlachetne, mając wypełnioną warstwę zewnętrzną, są w stanie *normalnym;* w punktach odległych natężenie ich pola elektrycznego równa się zeru. Atomy zaś innych pierwiastków, osiągnąwszy podobieństwo do gazów szlachetnych, stają się naelektryzowanemi, w odległych więc od siebie punktach działają siłami elektrycznemi.

§ 2. Powstawanie cząsteczek.

Uczony niemiecki W. Kossel pierwszy wytłumaczył w 1916 r. połączenie atomów w cząsteczce, biorąc za punkt wyjścia teorję Bohra. W obszernej pracy rozpatruje on powstawanie *nieorganicznych* związków chemicznych. Ograniczymy się tylko do niewielu uwag.

Zwróćmy się przedewszystkiem do *homeopolarnych* cząsteczek *dwuatomowych* (wodór, tlen, azot, chlor i t.p.). Teorja Berzelius'a wy-

chodziła z założenia, że w cząsteczkach dwuatomowych dwa atomy mają ładunki różnoimienne, cząsteczka więc dwuatomowa jest zbudowana *asymetrycznie*. Gdy Berzelius tworzył swą teorję, znane były tylko dwuatomowe cząsteczki heteropolarne i dla nich założenie to było możliwe. Lecz dla dwu jednakowych atomów wręcz niemożliwem było wyobrazić sobie przyczynę takiej asymetrji. Nowa teorja daje zasadniczo bardzo proste rozwiązanie tego zagadnienia: współdziałają części składowe *dwu* atomów i wszystkie te części *razem wzięte* mogą ulec przegrupowaniu, przyjmując przytem taki rozkład, przy którym tworzą one jedną trwałą, zupełnie symetrycznie zbudowaną całość. Nauka chwilowo musi zadowolić się tem zasadniczem rozwiązaniem zagadnienia, t. j. wskazaniem drogi, na której w wypadkach szczególnych należy szukać rozwiązania. Dotychczas nie został rozwiązany nawet wypadek najprostszy: nie wiemy, jak są ułożone dwa protony oraz dwa elektrony w dwuatomowej cząsteczce wodoru. Istotnem jest to, że homeopolarne cząsteczki dwuatomowe nie są w owej teorji przeszkodą, jaką były w teorji Berzelius'a.

Zwróćmy się do *heteropolarnych cząsteczek dwuatomowych*. Łatwo pojąć, że wątpliwem jest, aby dwa tomy *obojętne* mogły się połączyć, t. j. pozostawać w bliskich od siebie odległościach, zawdzięczając to siłom elektrycznym, których są źródłami. Chociaż pole elektryczne, które w znacznej odległości od atomu równe jest niewątpliwie zeru, może mieć w pobliżu atomu wartość skończoną, to jednak trudno założyć, aby pola te dla każdych dwu istotnie łączących się atomów były *różnoimienne* i miały dostatecznie duże natężenie. Należy raczej przyjąć, że *łączące się atomy są zawsze naelektryzowane (zjonizowane) i przytem różnoimiennie*, oczywiście w różnych liczbowo ilościach, ponieważ powstająca cząsteczka jest elektrycznie obojętna. Powstanie takiej elektryzacji możemy sobie wyobrazić jedynie dzięki przejściu *jednego lub kilku elektronów z jednego z dwu łączących się atomów do drugiego*. Liczba elektronów, które biorą udział w takiem przejściu, wyznaczona jest przez wyżej rozpatrzoną dążność atomów, aby się upodobnić do gazów szlachetnych drogą oddania wszystkich elektronów (walencyjnych) warstwy zewnętrznej, lub drogą uzupełnienia ich liczby do ośmiu. To samo odnosi się do wypadku cząsteczek *wieloatomowych*, zawierających tylko dwa rodzaje atomów, jak np. woda, dwuchlorek manganu, sześciofluorek siarki, tlenek glinu (dwa atomy glinu i trzy atomy tlenu) i t. d. Liczba elektronów, oddanych przez *wszystkie* atomy jednego rodzaju musi równać się liczbie otrzymanych przez *wszystkie* atomy drugiego rodzaju. Należy wziąć pod

uwagę, że istnieje cały szereg pierwiastków, których atomy mogą zarówno oddawać jak i przyłączać elektrony. Należą do nich, p. tablica M e n d e l e j e w a rozdz. II, § 2, węgiel (C, $Z_1 = 6$) i azot (N, $Z = 7$), które tracąc wszystkie swoje walencyjne elektrony zbliżają się do typu helu, zawierającego dwa zewnętrzne elektrony, lub powiększając ich liczbę do 8, dążą do typu neonu (10 elektronów). Należy tu również krzem (Si,14), fosfór (P,15), siarka (S,16) i chlor (Cl,17), które mogą dążyć bądź do typu neonu (10 elektronów), lub też do typu argonu (18 elektronów).

Z powyższego wynika, że akt wiązania chemicznego składa się z dwu części. Atomy, które prawdopodobnie przypadkowo zbliżyły się dzięki ruchom termicznym, elektryzują się początkowo różnoimiennie, wskutek przejścia elektronów z jednego atomu do drugiego, następnie zaś związek ich staje się silniejszy, t. j. łączą się one chemicznie dzięki nabytym siłom elektrycznym. Pomijamy oczywiście szczegóły, i jako przykład podamy tylko dość pospolity przypadek utworzenia się cząsteczki soli kuchennej z atomów sodu i chloru. Pierwszy zawiera jeden, drugi — siedem elektronów walencyjnych. Jeden elektron przechodzi z sodu do chloru, wskutek czego u każdego z nich okazuje się po 8 elektronów w warstwie zewnętrznej. Atom sodu stał się jonem dodatnim, atom chloru — ujemnym; różnoimiennie naelektryzowane ulegają one przyciąganiu, tworząc cząsteczkę soli kuchennej.

§ 3. Zjawiska fotochemiczne. Zakończenie.

Wiadomo, że *energja promienista może wywoływać zjawiska chemiczne.* Na tem polega dziedzina *fotografji.* Odnoszące się tu zjawiska stanowią przedmiot *fotochemji,* obszernej nauki o olbrzymim materjale doświadczalnym. Niezupełnie jeszcze wyjaśnione zjawiska fotochemiczne, które odbywają się w komórkach roślin, stanowią przedmiot fizjologji roślin. Dojrzewanie barw jest jednym z powszechnie znanych zjawisk fotochemicznych. Tutaj interesuje nas jedynie zastosowanie nowych teoryj fizycznych budowy atomu i kwantów światła do wytłumaczenia zjawisk fotochemicznych, albo przynajmniej ich praw zasadniczych.

Reakcja fotochemiczna może nastąpić tylko w przypadku, gdy dane ciało *pochłania* energję promienistą. Doświadczenia wykazują, że ilość substancji, w której zaszła reakcja chemiczna, jest proporcjonalna do natężenia światła i czasu trwania jej działania, t. j. jest proporcjonalna do ilości padającej, a więc i pochłoniętej energji promienistej. Mowa tu o szczególnym przypadku pochłaniania, przy którym energja pochłonięta

zużywa się na pracę chemiczną, związaną z reakcją chemiczną. Zjawiska fotochemiczne są przeważnie bardzo złożone, to też tylko w nielicznych wypadkach udało się wyjaśnić wszystkie ich szczegóły. Niewątpliwie, pochłonięta energja promienista przeprowadza atomy w nowy *fizycznie* zmieniony stan, w którym zasób energji jest większy, niż w stanie normalnym. Zmienia się przytem zdolność do reakcyj chemicznych.

Wielka zasługa Einsteina polega na tem, że zastosował on *kwantową* teorję światła do zjawisk fotochemicznych i tem samem dał trwałe podstawy *teoretycznej* fotochemji. Jednakże tylko podstawy; dalsza rozbudowa musi kierować się wynikami badań *doświadczalnych*, mogące do pewnego stopnia oświetlić liczne zjawiska wtórne i wpływy postronne, które komplikują pierwotne zjawiska fotochemiczne, a czasem zupełnie je maskują. Prawo fotochemiczne A. Einsteina głosi: *na każdą cząsteczkę lub grupę atomów, biorących udział w reakcji fotochemicznej, przypada jeden kwant pochłoniętej energji promienistej.* Innemi słowy: liczba pochłoniętych kwantów światła równa się liczbie reagujących cząsteczek. Prawo to wyjaśnia, jaki jest początek reakcji fotochemicznej i umożliwia wykonanie *liczbowego* obliczenia związku pomiędzy energją pochłoniętą i masą ciała, która ulega reakcji chemicznej. Rachunek jest bardzo prosty, możemy więc podać jego podstawy. Przypuśćmy, że mamy gram-cząsteczkę (rozdz. II, § 1) dowolnego ciała, która pochłania strumień energji promienistej określonej długości fali λ lub częstości ν. Załóżmy, że każda cząsteczka danego ciała pochłania jeden kwant tej energji. Wiemy, że gram-cząsteczka ciała zawiera N cząsteczek, gdzie N jest liczbą Avogadry równą:

$$N = 6{,}06 \,.\, 10^{23} \qquad (1)$$

p. rozdz. II, § 1, równ. (1). Oznaczmy przez Q całkowitą ilość energji wyrażoną w *dużych kalorjach*, pochłoniętą przez gram-cząsteczkę ciała we wskazanych warunkach. Energja, którą niesie kwant światła, równa jest $h\nu$ erg. gdzie h jest stałą Plancka równą:

$$h = 6{,}54 . 10^{-27} \qquad (2)$$

p. rozdz. III, równ. (2). Jasną jest rzeczą, że

$$Q = Nh\nu \text{ erg} \qquad (3)$$

ponieważ na każdą z N cząsteczek przypada jeden kwant, równy $h\nu$ *erg*.

Jeżeli podstawić w (3) liczby N i h z (1) i (2), oraz zamienić częstość ν przez długość fali λ, wyrażoną w μ, p. rozdz. III, § 1, równ. (2), i przejść z ergów do wielkich kaloryj (wielka kalorja równa się $4{,}18.10^{10}$ *erg)*, wtedy otrzymujemy ostatecznie:

$$Q = \frac{28{,}44}{\lambda\,(\mu)} \text{ dużych kalorji} \tag{4}$$

Tak np. dla wszystkich promieni *podczerwonych* ($\lambda = 1\ \mu$) otrzymujemy $Q = 28{,}4$ wielkich kal.; dla średnich promieni *widzialnych* ($\lambda = 0{,}5\ \mu = 5000\ \text{Å}$), mamy $Q = 56{,}9$ *w. kal.;* dla promieni nadfiołkowych, dla których $\lambda = 0{,}2\mu = 2000\ \text{Å}$, mamy $Q = 142{,}2$ *w. kal.* W rzeczywistości nie cała energja pochłonięta zużywa się na pracę chemiczną; pewna jej część może ulec przemianie w energję cieplną.

Specjalny dział nauki, *termochemja*, zajmuje się pomiarem zjawisk *cieplnych*, które towarzyszą reakcji chemicznej. Weźmy prosty przypadek reakcji połączenia kilku ciał w jedno bardziej złożone, i niech przy powstaniu gram-cząsteczki tego ostatniego zostanie wydzielone q *w. kal.* Wielkość q możemy nazwać *efektem* cieplnym danej reakcji chemicznej. Taką samą liczbę wielkich kaloryj należy zużyć, aby dokonać reakcji odwrotnej rozkładu. Przypuśćmy, że ta ostatnia odbywa się kosztem energji promienistej. Wtedy, zdawałoby się, że musi być

$$Q = q \tag{5}$$

t. j. Q obliczone z równ. (4) musi równać się q, które dają badania termochemiczne (kalorymetryczne). Jest to jednak wypadek idealny; w rzeczywistości mamy często

$$Q > q \tag{6}$$

Tłumaczy się to tem, że część cząsteczek, które pochłonęły po jednym kwancie i które początkowo przeszły w stan wzbudzony, mogą przejść w stan normalny, zanim uległy w międzyczasie wpływom zewnętrznym, np. zderzeniom, niezbędnym dla zużycia pochłoniętych kwantów na pracę rozkładu cząsteczki.

Jest rzeczą ciekawą, że są również wypadki, gdy

$$Q < q \tag{7}$$

Oznacza to, że efekt cieplny reakcji chemicznej, spowodowanej energją promienistą, liczbowo przewyższa ten, którego należy oczekiwać zgodnie z równ. (4), t. j. otrzymuje się więcej, niż jedną gram-cząsteczkę rozłożonego ciała na Q pochłoniętych wielkich kalorji. Badanie tych wypadków wykazało, że tłumaczą się one powstaniem po *pierwotnej* reakcji fotochemicznej dalszych, już czysto chemicznych reakcyj *wtórnych*, które też mogą dać w rezultacie dużą liczbę produktów końcowych.

Powszechnie wiadomo, że reakcja fotochemiczna, np. działanie na czułą płytkę fotograficzną, powstaje przeważnie dzięki działaniu promieni o *krótkiej fali*, np. nadfiołkowych, fiołkowych i niebieskich, natomiast żółte, czerwone i podczerwone nie wywołują często żadnego działania; z tego też powodu nazywano tamte niekiedy promieniami chemicznemi. Teorja falowa nie jest w stanie wytłumaczyć tego faktu. Natomiast z punktu widzenia teorji kwantów światła, zjawisko to jest logiczną konsekwencją zasadniczych jej pojęć. Istotnie, z równ. (3), (5) i (6) mamy:

$$Nh\nu = \text{lub} > q,$$

stąd

$$h\nu = lub > \frac{q}{N} \tag{8}$$

Jasną jest rzeczą, że jeżeli kwant $h\nu$ jest mniejszy od $q:N$, nie może on wywołać żadnego efektu chemicznego. Liczba kwantów, t. j. natężenie strumienia energji promienistej nie gra w tym wypadku żadnej roli.

Wspominając o roli teorji Bohra w chemji, należy jeszcze zwrócić uwagę na pojęcie *powinowactwa elektronowego*, które obecnie często się spotyka; pojęcie to powstało około 1916 r. i zostało omówione w wielu pracach. Oznacza ono skłonność atomu *obojętnego* do połączenia się z elektronem i przekształcenia się w ten sposób w jon ujemny. Dla gazów szlachetnych, których atomy mają warstwę zewnętrzną w całości wypełnioną przez osiem elektronów, powinowactwo elektronowe równa się zeru. Występuje ono wyraźnie w *chlorowcach*, które dążą do połączenia swej warstwy zewnętrznej z ósmym elektronem celem uzupełnienia zawartych w niej siedem elektronów. Za miarę *powinowactwa elektronowego* przyjmujemy pracę E, którą należy wykonać, aby oderwać od N atomów (N — liczba Avogadry), t. j. od wszystkich atomów gramatomu ciała, elektrony, które się doń przyłączyły; pracę tę wyrażamy w *wielkich kalorjach*. Usiłowania wyznaczenia tej wielkości dały pierwotnie tylko przybliżone wyniki. Aby wskazać rząd wielkości E podajemy ją dla chlorowców według danych Fajansa w 1919 r. oraz długość

fali promieniowania, które musi być wysyłane, gdy ósmy elektron łączy się z zewnętrzną elektronową warstwą atomów.

	Chlor	Brom	Jod	
$E =$	116	87	81	*w. kal.*
$\lambda =$	2440 Å	3350 Å	3490 Å	

Inni uczeni otrzymali liczby o wiele mniejsze, np. dla *jodu* 59,2 *w. kal.* oraz $\lambda = 480$ Å, dla pary siarki 45 *w. kal.* Jednakże w 1923 r. pojawiła się znakomita praca G e r l a c h a i G r o h m a n n a, którzy zbadali widmo pary jodu w temperaturach od 500° do 1059° i otrzymali w wyniku swych obserwacyj, że dla jodu $\lambda = 3460$ Å i $E = 81{,}8$ *w. kal.* w doskonałej zgodzie z liczbami F a j a n s a.

Zakończenie. W rozdziałach poprzedzających, począwszy od IV, rozpatrywaliśmy teorję budowy atomu B o h r a oraz szereg zagadnień, gdzie znajdują zastosowanie podstawowe pojęcia tej teorji, według której elektrony otaczające jądro atomu znajdują się w ruchu. Teorję tę przyjmuje przeważająca większość współczesnych fizyków. Jednakże istnieje również inny pogląd na budowę atomu. Opracowaniem tego poglądu zajmowali się wybitni uczeni amerykańscy I. L a n g m u i r i G i l b e r t N. L e w i s. Teorja tych uczonych zakłada, że elektrony zewnętrzne nie krążą dookoła jądra, lecz znajdują się w punktach rozmieszczonych w pewien określony sposób, dokoła których wykonywają one ruchy drgające. Tak np. osiem elektronów, stanowiących zewnętrzną zakończoną warstwę w atomach gazów szlachetnych, znajduje się w ośmiu narożach sześcianu. Z *fizyków* europejskich chyba tylko jeden J. J. T h o m s o n jest zwolennikiem innego jeszcze poglądu, który jest czemś pośredniem pomiędzy teorją B o h r a a teorją wymienionych uczonych amerykańskich. Należy zauważyć, że poglądy L a n g m u i r a, L e w i s a oraz J. J. T h o m s o n a znajdują zwolenników pośród *chemików*, zwłaszcza zaś rosyjskich.

ROZDZIAŁ XI.

PIERWIASTKI PROMIENIOTWÓRCZE. IZOTOPY.

§ 1. Pierwiastki promieniotwórcze.

Dział promieniotwórczości powstał całkowicie w bieżącem stuleciu, pomimo tego, zatrzymamy się tu przeważnie tylko nad zagadnieniem izotopów promieniotwórczych. Charakterystyczne rysy zjawisk promieniotwórczości są obecnie powszechnie znane, to też poprzestaniemy na pobieżnym przeglądzie najbardziej charakterystycznych cech tych zadziwiających zjawisk.

Ciała promieniotwórcze, z któremi spotykamy się najczęściej, są mieszaninami kilku pierwiastków promieniotwórczych. Mieszaniny te można naogół rozłożyć na ich części składowe i otrzymać w ten sposób czyste pierwiastki promieniotwórcze; w praktyce jest to zresztą niezawsze wykonalne. Ogólna liczba znanych obecnie pierwiastków promieniotwórczych — ściślej *odmian pierwiastków*, p. niżej — wynosi 40. Znajdują się one wszystkie w dziesięciu komórkach tablicy Mendelejewa (rozdz. II, § 2), pomiędzy Nr. 81 i Nr. 92, co stanowiłoby 12 komórek; wśród nich jednak komórki Nr. 85 i 87 są chwilowo puste. Ciała promieniotwórcze wysyłają trzy rodzaje promieni, które noszą nazwę promieni alfa, beta i gamma.

Promienie alfa są to strumienie *cząstek alfa*, które wylatują z *jądra atomowego* pierwiastka promieniotwórczego. Są one identyczne z *jądrami atomu helu;* każda cząstka alfa składa się 4 protonów i 2 elektronów, bardzo silnie ze sobą związanych. *Prędkość*, z jaką cząstka alfa wylatuje z jądra atomu promieniotwórczego, waha się w zależności od rodzaju atomu od $1{,}40 . 10^9$ do $2{,}06 . 10^9$ *cm/sek.* t. j. pomiędzy 0,047 i 0,068 prędkości światła.

Promienie beta są to strumienie *cząstek beta*, t. j. *elektronów.* *Częściowo wylatują one z jądra atomowego, częściowo zaś z wewnętrznych warstw elektronowych atomu K, L, M, i t. d.* Prędkość pierwszych do-

chodzi do 0,998 prędkości światła, prędkość tych ostatnich jest nie mniejsza od 0,29 prędkości światła.

Promienie gamma, o których wspominaliśmy już wielokrotnie, np. w rozdz. III, § 1, są przypadkiem szczególnym energji promienistej, w widmie której znajdują się poza promieniami röntgenowskiemi, zlewając się częściowo z najbardziej twardemi z tych promieni. Promienie gamma są emitowane przez jądro promieniotwórczego atomu. Przechodząc przez otaczające jądro warstwy elektronowe *K, L, M* i t. d., wyrywają z nich cząstki beta, o których wspominaliśmy przed chwilą, nie pochodzące z jądra. Mamy tu szczególny przypadek zjawiska *fotoelektrycznego* (rozdz. VIII), działającego nie z zewnątrz, lecz z *wewnątrz* na elektrony warstw *K, L, M* i t. d. Powrócimy jeszcze do promieni gamma w rozdz. XII. Długość fali tych promieni wynosi od 0,27 Å w przybliżeniu do 0,02 Å.

Gdy atom pierwiastka promieniotwórczego wysyła cząstkę alfa lub cząstkę beta, wówczas ulega on przemianie na inny pierwiastek i jednocześnie przechodzi do innej komórki tablicy Mendelejewa. Oznacza to, że przy *rozpadzie* promieniotwórczym pierwiastka otrzymujemy inny pierwiastek z inną liczbą porządkową *Z*. Przypomnijmy, że *Z* równa się liczbie zewnętrznych elektronów, krążących dokoła jądra atomu i jest pozatem równe łącznemu dodatniemu ładunkowi jądra, t. j. przewadze w nim liczby protonów nad liczbą elektronów. Przypomnijmy jeszcze, że ciężar atomowy *A* jest równy liczbie protonów w jądrze oraz ogólnej liczbie wszystkich elektronów wewnętrznych i zewnętrznych w atomie. W 1913 r. jednocześnie i niezależnie od siebie K. Fajans w Niemczech i F. Soddy w Anglji podali sławne *prawo przesunięć,* które składa się z dwu części:

I. *Gdy pierwiastek o liczbie porządkowej Z wysyła cząstkę alfa, wówczas liczba porządkowa nowego pierwiastka wynosi Z — 2, natomiast ciężar atomowy A zmniejsza się o 4 jedności.* Oznacza to, że pierwiastek przesuwa się w tablicy o *dwa miejsca na lewo,* jeśli wyobrazić sobie, że wszystkie pierwiastki znajdują się w jednym rzędzie w ten sposób, że obok pierwszego pierwiastka okresu figuruje po lewej stronie ostatni pierwiastek okresu poprzedzającego. Tak np. atom *metalicznego* radu ($Z = 88$) emituje cząstkę alfa; pozostałość tworzy atom pierwiastka *gazowego* — emanacji ($Z = 86$), ściślej — emanacji radu, ponieważ istnieją dwie emanacje. Cząstka alfa, która wyleciała, przyłącza do siebie skądkolwiek wzięte dwa elektrony i przekształca się w ten sposób w cząstkę gazowego helu. Mamy tu przykład rozpadu jednego pier-

wiastka, mianowicie metalu radu, na dwa pierwiastki gazowe, hel i emanację. Marzenia alchemików, *o przemianie jednego pierwiastka w inny*, znajdują tu swe urzeczywistnienie.

II. *Gdy pierwiastek o liczbie porządkowej Z emituje* (z jądra atomu) *cząsteczkę* β, *wówczas liczba porządkowa dla nowego pierwiastka wynosi Z + 1; natomiast ciężar atomowy A nie ulega zmianie.* Oznacza to, że pierwiastek przechodzi w tablicy Mendelejewa do sąsiedniej komórki *naprawo.*

Powyższe dwa prawa były wykryte przed powstaniem teorji Bohra, z której wynikają jako logiczna konsekwencja. Istotnie, gdy jądro atomu traci cząstkę alfa, t. j. 4 protony i 2 elektrony, wówczas ogólny ładunek dodatni *zmniejsza się* co do wartości bezwzględnej o *2e*, gdzie *e* jest ładunkiem elektronu. Aby pozostały atom stał się obojętnym, musi on stracić dwa z pośród Z zewnętrznych elektronów; w ten sposób Z przechodzi w Z — *2*. Strata 4 protonów zmniejsza ciężar atomowy o 4 jednostki. Jeżeli z jądra atomu zostaje wyrzucona jedna cząstka beta, t. j. elektron, wówczas ogólny ładunek dodatni powiększa się o wielkość *e*, i atom staje się obojętnym tylko wtedy, gdy do elektronów otaczających jego jądro przyłączą się skądkolwiek wzięte dalsze elektrony; jasnem więc jest, że Z przechodzi w Z + *1*. Ciężar atomowy *A* nie ulega przytem zmianie, ponieważ liczba protonów w jądrze się nie zmieniła.

Atom, powstały po wyrzuceniu cząstki alfa lub beta, wyrzuca ze swej strony jedną z tych cząstek, przyczem powstaje znowu atom trzeciego pierwiastka, z którym powtarza się to samo zjawisko i t. d. W ten sposób kolejno powstają *rodziny pierwiastków promieniotwórczych*, których składniki mieszczą się w 10 komórkach tablicy Mendelejewa. Jeżeli atom podczas trzech kolejnych rozpadów traci cząstkę alfa oraz dwie cząstki beta, wtedy pierwiastek wraca na pierwotne swe miejsce w tablicy. Stąd już widać, że w tej samej komórce, t. j. pod tą samą liczbą porządkową, może się znaleźć kilka ciał promieniotwórczych. Zresztą, konieczność takiego rozmieszczenia tych pierwiastków wynika z tego, że znane w chwili obecnej 40 pierwiastków muszą się znaleźć w 10 komórkach. Grupy pierwiastków, mających tę samą liczbę porządkową Z, t. j. znajdujących się w tej samej komórce tablicy Mendelejewa, noszą nazwę *izotopów*. Wymienia się przytem często nazwę pierwiastka, który ze względu na to, że jest najbardziej długotrwałym (p. niżej) uważamy za główny; nazwę jego wpisuje się do jednej z komórek tablicy Mendelejewa od *Z = 81* do *Z = 92;* tak np. mówi się o izotopach ołowiu *(Z = 82)*, radu *(Z = 88)*, toru

($Z = 90$) i t. d. Izotopja (identyczność miejsca) nie jest specjalną właściwością pierwiastka, lecz wyraża wzajemną zależność *grupy* ciał; tego rodzaju grupa nazywa się *plejadą*. Długotrwały spór wywołało zagadnienie, czy ciała stanowiące plejadę izotopów uważać należy za różne „pierwiastki" lub za *odmiany tego samego pierwiastka*. W chwili obecnej utrzymał się ten drugi punkt widzenia, ponieważ ogólna liczba pierwiastków od wodoru do uranu musi być równą 92. Istotną jest okoliczność, że *izotopy mają różne ciężary atomowe A*, przyczem różnice mogą dochodzić do 12 jednostek. Liczba otaczających jądro atomowe elektronów u wszystkich członków tej samej plejady jest jednakowa, i to samo dotyczy całkowitego dodatniego ładunku jądra. Natomiast liczba protonów w jądrze, od której zależy ciężar atomowy, jest różna, co odnosi się również do liczby elektronów wewnątrzjądrowych. Własności chemiczne izotopów są do tego stopnia jednakowe, że jest rzeczą zupełnie niemożliwą rozdzielić chemicznie mieszaninę izotopów na części składowe. To samo odnosi się do *własności fizycznych*, o ile zależą one od ciężaru atomowego. Odmiany *dwu różnych pierwiastków*, które mają różne liczby porządkowe *Z*, lecz *jednakowe ciężary atomowe*, noszą nazwę *izobarów*. Do takich należy każda para pierwiastków, z których jeden otrzymuje się z drugiego przez wyrzucenie cząstki beta z jądra atomowego.

§ 2. Rodziny pierwiastków promieniotwórczych i niektóre ich własności.

Rodzin promieniotwórczych, o których już wyżej była mowa, mamy trzy, przyczem jedna z nich nie jest prawdopodobnie rodziną samodzielną. Rozpatrzymy je, pomijając rozmaite szczegóły; w nawiasach będziemy podawać którą z cząstek alfa lub beta wyrzuca jądro atomowe.

I. *Rodzina uranu.* Przedstawicielem tej rodziny jest uran I (alfa, $Z = 92$), który przechodzi w uran X_1 (beta), uran X_2 (beta), uran II (izotop uranu I, alfa), jonium (alfa), *rad* (alfa), emanacja radu (alfa), rad *A* (alfa), rad *B* (beta), rad *C* (początkowo alfa, później beta lub w porządku odwrotnym), rad *D* (beta), rad *E* (beta), rad *F* (alfa), *rad G*, który jest *niepromieniotwórczym izotopem ołowiu* ($Z = 82$). Ogółem mamy 14 rozpadów, przyczem 8 razy zostaje wyrzucana cząstka alfa, zaś 6 razy — cząstka beta. Zgodnie z zasadą przesunięć *Z* musi się zmniejszyć o $8 \times 2 - 6 = 10$ jednostek, co jest w zgodzie z liczbami $Z = 92$ dla uranu I i $Z = 82$ dla ołowiu.

II. *Rodzina toru.* Przedstawicielem jest tor (alfa, $Z = 90$), który

daje następnie mezotor 1 (beta), mezotor 2 (beta), radiotor (alfa), tor *X* (alfa), emanację toru (alfa), tor *A* (alfa), tor *B* (beta), tor *C* (początkowo alfa, następnie beta, lub naodwrót), *tor D*, który jest *niepromieniotwórczym izotopem ołowiu* ($Z = 82$). Ogółem 10 rozpadów, przyczem 6 razy zostaje wyrzucana cząstka alfa i 4 razy cząstka beta. Liczba porządkowa musi się przytem zmniejsyć o $6 \times 2 - 4 = 8$ jednostek, co zgadza się z liczbami 90 (tor) i 82 (ołów).

III. Rodzina aktynu jest prawdopodobnie rozgałęzieniem rodziny uranu. Za główny pierwiastek uważamy *protoaktyn* (wykryty w 1918 r.), znajdujący się obecnie w komórce $Z = 91$, jako przedstawiciel izotopów tej plejady. W chwili obecnej przypuszczamy, że atomy uranu II mogą wyrzucać nietylko cząstki beta (p. wyżej), lecz również cząstki alfa, przyczem tworzy się uran *Y*, poczem następuje szereg: uran *Y* (beta), protoaktyn (alfa), aktyn (beta), radioaktyn (alfa), aktyn *X* (alfa), emanacja aktynu (alfa), aktyn *A* (alfa), aktyn *B* (beta), aktyn *C* (naprzód alfa później beta), lub naodwrót), aktyn *D*, *niepromieniotwórczy izotop ołowiu* ($Z = 82$). Począwszy od protoaktynu ($A = 91$), mamy ogółem 9 rozpadów, przyczem 6 razy zostaje wyrzucana cząstka alfa i 3 razy cząstka beta. Liczba porządkowa musi się przytem zmniejszyć o $6 \times 2 - 3 = 9$ jednostek, zgodnie z liczbam $Z = 91$ (protoaktyn) i 82 (ołów).

W tych trzech rodzinach dostrzegamy wiele analogji. Wszystkie kończą się na $Z = 82$, t. j. na *izotopach ołowiu.* W ten sposób okazuje się, że *ołów jest mieszaniną trzech niepromieniotwórczych, t. j. trwałych odmian* tego samego pierwiastka, a mianowicie radu *G*, toru *D* i aktynu *D*, których ciężary atomowe są 206, 208 i 207. Zwykły ciężar atomowy ołowiu 207,2 jest przeciętną tych trzech ciężarów różnych jego atomów.

Rad *C*, tor *C*, aktyn *C* oraz prawdopodobnie uran *Y* mogą wyrzucać cząstki alfa i beta w różnej kolejności. Należy to rozumieć w ten sposób, że pewne atomy wyrzucają początkowo cząstki alfa, później zaś beta, inne zaś atomy w porządku odwrotnym.

W każdym szeregu mamy ciało gazowe, *emanację*, tak że istnieją trzy izotopy emanacji ($Z = 86$), która nosi jeszcze nazwę *nitonu* lub *radonu;* ta ostatnia nazwa jest nieścisła, gdyż pierwiastek pochodzi nietylko z radu, lecz również toru *X* i aktynu *X*.

Prędkość rozpadu jest bardzo różna dla różnych ciał; liczba atomów rozpadających się w danym czasie jest ściśle proporcjonalna do liczby obecnych atomów. Za miarę szybkości rozpadu przyjmuje się czas *T*, w ciągu którego rozpada się *połowa masy całego ciała;* czas *T* nazywa się *okresem półtrwania* danego ciała. Po upływie czasu *T* pozostaje

połowa ciała, po upływie $2T$ — ćwierć, po upływie $3T$ — jedna ósma i t. d. Okres T wynosi dla różnych ciał promieniotwórczych miljony lat, lata całe, dni, godziny, minuty, a czasem i bardzo mały ułamek sekundy. Dla ilustracji podamy kilka liczb. Bardzo długotrwałe są uran I, uran II i tor (T równa się miljonom i miljardom lat); następnie należy wymienić jonium (T równa się setkom tysięcy lat), protoaktyn ($T = 20000$ lat), *rad* ($T = 1580$ lat), aktyn ($T = 20$ lat), rad D ($T = 16$ lat), mezotor I ($T = 6{,}7$ lat). radiotor ($T = 1{,}9$ lat), polon ($T = 136$ dni), uran X_1 ($T = 23{,}8$ dni), radioaktyn ($T = 18{,}9$ dni), aktyn X ($T = 11{,}2$ dni), tor C ($T = 4{,}85$ dni), *emanacja radu* (3,81 dni), tor X ($T = 3{,}64$ dni).

W końcu 1927 r. udało się uczonemu rosyjskiemu A. Grosse'mu (Berlin) otrzymać 2 *mgr* czystego tlenku protoaktynu (2 atomy protoaktynu i 5 atomów tlenu, Pa_2O_5). D. I. Mendelejew przewidział istnienie tego pierwiastka, który nazwał ekatantalem jeszcze w 1871 r., jednocześnie przewidział również, że jeden z jego tlenków musi mieć budowę Pa_2O_5 o własnościach niekwasowych, lecz zasadowych. Wskazówka ta umożliwiła Grossemu otrzymanie tlenku protoaktynu. Jest to nowy zadziwiający przykład genjalnej przenikliwości Mendelejewa. Grosse oraz Grosse wespół z O. Hahnem zbadali własności protoaktynu, którego okres półtrwania wynosi 20000 lat. Jest rzeczą możliwą, że z biegiem czasu preparaty protoaktynu będą np. odgrywały w medycynie taką samą rolę, jak w chwili obecnej preparaty radu.

Jeżeli wszystkie ciała promieniotwórcze rozklasyfikowane przez nas na trzy „rodziny", rozmieścimy zgodnie z dwoma prawami przesunięć, w komórkach tablicy Mendelejewa, to okaże się, że znajdą się one wszystkie w 10 komórkach (od $Z = 81$ do $Z = 92$); jest rzeczą godną uwagi, że do komórek $Z = 85$ i 87, dla których nie znaleziono jeszcze pierwiastków, nie należy ani jedno ciało promieniotwórcze. *Liczba izotopów*, znajdujących się w jednej komórce, waha się od dwu ($Z = 89$, aktyn i mezotor II; $Z = 92$, uran I i uran II) *do siedmiu*. Tak np. w komórce $Z = 82$ znajdują się izotopy ołowiu: rad G, tor D, aktyn D, rad D, tor B, aktyn B, rad B. Izotopy mają jednakowe liczby porządkowe Z, lecz odmienne *ciężary atomowe*. Tak np. ciężary atomowe izotopów ołowiu ($Z = 82$) wahają się od 206 (rad G) do 214 (rad B). *Gęstości* izotopów są również różne, jest jednak rzeczą ciekawą i istotną, że *objętość atomowa*, t. j. objętość gram-atomu (rozdz. II, § 1), którą otrzymujemy, dzieląc ciężar atomowy przez gęstość, jest dla wszystkich izotopów *zupełnie jednakowa.* Oznacza to, że ta sama liczba atomów izotopów zajmuje tę samą objętość. Bardzo dokładne pomiary wykonane w 1928

r. przez uczoną francuską B. Perrette - Montamat fakt ten potwierdzają. Zbadała ona dwa starannie oczyszczone od domieszek kawałki ołowiu; jeden z tych kawałków był ołowiem zwyczajnym (mieszaniną izotopów), drugi wydobyty z rudy uranowej, składał się głównie z ołowiu uranowego (rad *G*). Wspomniane badania Perrette - Montamat dają liczby następujące:

	Ciężar atomowy	Gęstość (0^0)	Objętość atomowa
Ołów zwyczajny	207,20	11,336	18,2776
Ołów uranowy	206,14	11,278	18,2774

Liczby te potwierdzają więc to, co powiedziano wyżej.

Promieniotwórczość jest zjawiskiem atomowem; nie zależy od tego, czy atom jest swobodny, czy też jest uwięziony w cząsteczce. Stopień promieniotwórczości różnych soli uranu lub toru zależy od ilości zawartych w nich czystych metali. *Znajdujący się w sprzedaży* rad jest *solą radu,* np. bromkiem radu. Na proces rozpadu promieniotwórczego nie można wpłynąć żadnemi wpływami zewnętrznemi (temperatura, ciśnienie i t. d.).

Rozpadowi promieniotwórczemu towarzyszy wydzielanie ciepła. Jeden gram radu, zawierający produkty swego rozpadu, wydziela w ciągu jednej godziny 137 małych kaloryj, co aż nadto wystarcza, aby doprowadzić 1 *gr* wody od 0^0 do temperatury wrzenia. Aż do całkowitego swego rozpadu, który można uważać za zakończony po upływie 20000 lat, jeden gram radu wydziela $3{,}7 \cdot 10^9$ mał. kal., t. j. tyleż, ile przy spalaniu 500 *kg* węgla. Gdy 1 *gr* mieszaniny wybuchowej przekształca się w wodę, wówczas wydziela się niezwykle duża, jak na reakcję chemiczną ilość 3700 małych kal., jest ona jednak miljon razy mniejsza od tej, którą daje 1 *gr* radu.

W 1907 r. wykryto, że *potas* ($Z = 19$) i *rubid* ($Z = 37$) są *promieniotwórcze,* choć tylko w bardzo słabym stopniu; oba wyrzucają cząstki beta. Prędkość tych cząstek osiąga dla potasu 0,88, zaś dla rubidu 0,69 prędkości światła. Zgodnie z prawem przesunięć, potas musi przeobrażać się w ciało, dla którego $Z = 20$, t. j. izotop wapnia, rubid zaś w izotop strontu ($Z = 38$). Do zagadnienia promieniotwórczości potasu wrócimy w § 4.

Zjawiska rozpadu promieniotwórczego odgrywają obecnie dużą rolę *przy wyznaczaniu wieku* minerałów uranowych, według znajdujących się w nich radu *G* i uranu; w pewnych przypadkach jest rzeczą możliwą

wyznaczyć na tej drodze wiek ciał, zawierających związki toru. Istnieją również inne sposoby wyznaczania wieku pewnych minerałów (turmaliny, miki), a mianowicie podług zabarwionych plam, które zostają w nich wywołane dzięki działaniu promieni alfa, wyrzucanych przez znajdujące się w danym minerale cząsteczki uranu.

Ciała promieniotwórcze znajdują się wszędzie w wodach lądowych, w wodzie morskiej i w atmosferze, choć w małych tylko ilościach. Na tem też oparte jest przypuszczenie o promieniotwórczem pochodzeniu choćby pewnej tylko części ciepła kuli ziemskiej. Bardzo dużą rolę grają też obecnie procesy promieniotwórcze przy wytłumaczeniu różnych zjawisk elektryczności atmosferycznej.

§ 3. Izotopy niepromieniotwórcze.

Uczony angielski F. W. Aston dokonał w 1919 r. zadziwiającego odkrycia izotopji pierwiastków niepromieniotwórczych, za które został odznaczony nagrodą Nobla. Do owego czasu (1919) przypuszczano, mianowicie, że każdy pierwiastek składa się z atomów zupełnie jednakowych, t. j. mających identyczną budowę i ten sam ciężar atomowy, wyznaczany metodami chemicznemi. Wspomniane ciężary atomowe wyrażają się liczbami całkowitemi z *ułamkami,* które w wielu przypadkach są blizkie 0,5. Tak więc ciężar atomowy chloru wynosi 35,46, ciężar atomowy rtęci 200,6; zakładano, że wszystkie atomy chloru i wszystkie atomy rtęci mają ten właśnie ciężar, jeśli przyjąć ciężar atomu tlenu równy 16. Natomiast przypuszczenie, że np. atomy chloru mogą mieć różne ciężary i że to samo dotyczy atomów rtęci, nie znajdywało naogół zwolenników (poza paroma wyjątkami); inaczej mówiąc, nie przypuszczano, *że pierwiastki są mieszaninami kilku ciał,* że więc istnieją różne „chlory“ i rozmaite „rtęci“, które można nazwać *izotopami chloru i izotopami rtęci.* Do grudnia 1927 r. Aston stwierdził, że z pośród zbadanych przez niego 57 pierwiastków — 31 nie są ciałami prostemi, lecz stanowią mieszaninę izotopów, t. j. odmian tych pierwiastków. Liczba izotopów dochodzi przytem do 11, (mianowicie dla *cyny),* istnieje więc 11 różnych „cyn“. Szczególnie silne wrażenie wywarło drugie odkrycie Astona, że *ciężary atomowe izotopów są liczbami całkowitemi.* Przekonamy się niżej, że pod koniec 1927 r. Aston nieco zmienił ten swój wynik, chwilowo jednak będziemy go uważali za prawdziwy. Wynik ten świadczy, że dawne ciężary atomowe są liczbami przeciętnemi, które się otrzymuje przy zastosowaniu arytmetycznej reguły mieszanin z ciężarów atomowych izotopów danego pierwiastka, proporcjonalnie do ilości izotopów zawartych w danej miesza-

ninie. Tak np. chlor, którego ciężar atomowy wynosi 35,46 ma dwa izotopy o ciężarach atomowych 35 i 37. Stąd łatwo obliczyć, że 1 *gr* chloru zawiera 0,77 *gr* pierwszego i 0,23 *gr* drugiego izotopu, lub też w zwykłym chlorze na jeden atom chloru 35 wypada nieco więcej, niż trzy atomy chloru 37. Jest rzeczą samo przez się zrozumiałą, że izotopy (składniki tej samej plejady) mają jednakową liczbę porządkową *Z*, t. j. tę samą liczbę pozajądrowych elektronów i ten sam ogólny ładunek dodatni jądra; dlatego też ich własności chemiczne są zupełnie jednakowe, i żadnemi środkami chemicznemi nie można mieszaniny ich rozdzielić na części składowe. Izotopy różnią się między sobą liczbą protonów oraz liczbą elektronów w jądrze, to też mają różne te własności *fizyczne*, które zależą od *masy* atomu. A. Butlerow w 1882 r. mniemał, że atomy tego samego pierwiastka mogą mieć niejednakowe ciężary. Tego samego zdania byli też inni uczeni, szczególnie W. Crookes (1886), następnie w 1909 r. dwaj uczeni szwedzcy.

Jak już mówiliśmy w § 1, toczył się w ciągu pewnego czasu spór, czy izotopy należy uważać za różne pierwiastki, czy też za *odmiany* tego samego pierwiastka. Ale i dla izotopów niepromieniotwórczych spór wypadł na korzyść tego drugiego poglądu, tak np. chlor 35 i chlor 37 są odmianami jednego i tego samego pierwiastka chloru.

Musimy jeszcze paroma słowami wspomnieć o pewnem zjawisku, które odegrało dużą rolę przy wykryciu izotopji pierwiastków niepromieniotwórczych. Przypuśćmy, że rurka szklana zawiera gaz rozrzedzony, który może być również mieszaniną kilku gazów; zresztą gaz jest zawsze taką mieszaniną, ponieważ niemożliwem jest otrzymanie substancji zupełnie czystej. W rurce znajdują się dwie równoległe do siebie płytki metalowe, od których poprzez szkło idą nazewnątrz dwa druciki. Jeżeli zapomocą tych drucików włączyć rurkę w obwód prądu elektrycznego, wówczas jedna z płytek będzie anodą, druga katodą. Z katody wylatują elektrony, które wywołują jonizację atomów lub cząsteczek gazu, znajdującego się w rurce, przyczem wyrzucają z nich nowe elektrony. Utworzone jony *dodatnie* zderzają się z niemi oraz między sobą, przyczem może się utworzyć duża liczba różnorodnych typów atomów i cząsteczek. Jonizacja może być zwyczajna, podwójna i t. d.; cząsteczki mogą ulec rozpadowi, mogą powstać cząsteczki o innym składzie i t. d. Wszystkie jony *dodatnie* dążą ku katodzie. Uczony niemiecki Goldstein (pierwsze obserwacje odnoszą się do 1876 r.), wykonał w katodzie szereg maleńkich otworów (kanalików), poprzez które część jonów mogła przelatywać. Spostrzegł on wtedy poza katodą słabe świecenie strumieni cząsteczek, które przeszły

przez katodę. Te prostolinijnie, rozchodzące się strumienie G o l d s t e i n nazwał *promieniami kanałowemi*[1]); można je również nazwać *promieniami pozakatodowemi*, w dziełach angielskich noszą one poprostu nazwę *promieni dodatnich*. W odróżnieniu od promieni katodowych, które są strumieniami elektronów, promienie kanałowe składają się z cząsteczek *materjalnych*, przytem prawie zawsze bardzo różnorodnych. Różnią się one jedna od drugiej masą m, ładunkiem i prędkością ruchu v. Ładunek oznaczamy przez ne, gdzie n jest liczbą całkowitą (zazwyczaj 1 lub 2), równą wielokrotności jonizacji, e jest ładunkiem *dodatnim*, co do wielkości równym ładunkowi elektronu. Prędkość v zależy m. inn. od tego, w jakiej odległości od katody dana cząsteczka się utworzyła; im dalej to się stało, tem większej prędkości nabywa cząsteczka w drodze do katody. Ładunek tych cząsteczek nie jest stały podczas ich ruchu w przestrzeni pozakatodowej; zmienia się stopień jonizacji, która może też zniknąć zupełnie, a nawet zmienić znak. Świecenie zostaje wywołane przez atomy wzbudzone, oraz gdy do atomu zjonizowanego przyłączy się elektron.

Wyobraźmy sobie, że na cząsteczki promieniowania pozakatodowego działają *z zewnątrz* siły elektryczne i magnetyczne, i przytem w tym samym kierunku prostopadłym do samego promienia. Pod wpływem sił elektrycznych zjonizowane cząsteczki ulegają odchyleniu od swej drogi pierwotnej w kierunku tych sił, pod wpływem zaś sił magnetycznych — w kierunku do nich prostopadłym. Postawmy na drodze wiązki promieni kanałowych prostopadłą doń płytkę fotograficzną. Jeżeli siły elektryczne i magnetyczne nie działają, otrzymamy na płytce plamę w miejscu, gdzie promień na nią pada. Jeżeli natomiast siły te działają i *promień jest przytem zupełnie jednorodny*, to plama przesuwa się w bok. Wielkość i kierunek przesunięcia zależą dla danych sił przedewszystkiem od stosunku $\frac{ne}{m}$ t. j. ładunku cząstki do jej masy, następnie zaś od jej prędkości v. Jeżeli natomiast promień pozakatodowy nie jest jednorodny, t. j. składa się z cząsteczek, dla których stosunek $\frac{ne}{m}$ ma różne wartości, a ich prędkości są również niejednakowe, to otrzymamy szereg plam, odchylonych w różnych kierunkach i na rozmaite odległości. Obliczenia prowadzą do wniosku następującego: wszystkie cząstki, dla których $\frac{re}{m}$ ma jedną i tą samą wartość, lecz których prędkości są różne, dają plamy, znajdujące się *na łuku paraboli*, której wierzchołek znajduje się w pobliżu plamy cen-

[1]) Nazywają je też promieniami k a n a l i k o w e m i. (Przyp. tłum.)

tralnej, odpowiadającej promieniowi nieodchylonemu. *Taką parabolę dają oczywiście wszystkie jednakowe cząsteczki*, posiadające zarówno jednakowy ładunek *ne* jak i masę *m*, lecz różne prędkości. Odchylenie plamy jest przytem tem mniejsze, im większa jest prędkość cząsteczki. Różne cząsteczki dają naogół *rozmaicie rozmieszczone parabole;* takie cząsteczki trafiają na tę samą parabolę tylko w tym wypadku, gdy przypadkowo masa jednej jest dwa razy większa od masy drugiej, a jednocześnie pierwsza straciła dwa elektrony $(n = 2)$, druga zaś jeden $(n = 1)$ w ten sposób, że $\frac{ne}{m}$ jest dla nich jednakowe. Przypadek ten jest mało prawdopodobny, gdy będziemy mieli do czynienia z gazem możliwie wolnym od domieszek, które, znajdując się w *bardzo* małych ilościach, nie mogą naogół dać wyraźnie ukształtowanych parabol. Jeśli taki oczyszczony gaz daje kilka parabol, to cząsteczki gazu są bądź rozmaicie zjonizowane (*n* niejednakowe), lub też masy tych cząsteczek są różne (*m* niejednakowe). J. J. Thomson opracował (1907 i 1912) doświadczalną stronę tej metody badania gazów; dlatego też mówimy często o parabolach J. J. Thomsona.

W początkach 1913 r. J. J. Thomson opublikował wyniki swych badań nad *neonem*, wykonanych powyższą metodą. Tablicowy ciężar atomowy neonu wynosi 20,2. Okazało się, że prócz wyraźnej paraboli, odpowiadającej $n = 1$ i $m = 20$, otrzymano jeszcze drugą słabszą, dla której $n = 1$ i $m = 22$. Jasność jej rośnie i maleje wraz z jasnością paraboli $m = 20$; znika ona, gdy ta ostatnia staje się bardzo słabą. Pochodzenie tej paraboli można wytłumaczyć jedynie przy pomocy założenia, że *w każdej otrzymanej z powietrza ilości neonu obecna jest substancja o ciężarze atomowym* $A = 22$, lub innemi słowy, że *istnieją dwa neony* o ciężarach atomowych 20 i 22. Przeciętny ciężar atomowy 20,2 dowodzi, że ilość neonu $A = 20$ jest 9 razy większa od neonu $A = 22$. Powyższa praca J. J. Thomsona była pierwszą, która dowiodła istnienia izotopji w pierwiastkach niepromieniotwórczych. Uczeń J. J. Thomsona, F. W. Aston, powtórzył te doświadczenia z bardzo czystym neonem, otrzymując te same wyniki: mianowicie dwie parabole, $A = 20$ i $A = 22$. Aston usiłował je rozdzielić drogą wielokrotnego przejścia neonu przez przegrody z porowatej gliny, przyczem lżejsza część $(A = 20)$ powinna była przejść nieco szybciej od cięższej $(A = 22)$. Udało mu się przytem otrzymać dwie porcje *neonu*, których przeciętny ciężar atomowy okazał się równym 20,15 i 20,28. W ten sposób udowodniono niezbicie, że neon nie składa się z jednakowych atomów, lecz że zawiera atomy conajmniej dwu rodzajów.

Zagadnienie istnienia izotopów wśród pierwiastków niepromieniotwórczych było ostatecznie rozstrzygnięte w 1919 r. dzięki nowym badaniom F. W. Astona. Należy tu również wymienić A. J. Dempstera w Chicago, który stosował metodę odmienną od Astona.

§ 4. Prace Astona. Własności izotopów.

F. W. Aston udoskonalił metodę J. J. Thomsona, budując przyrząd, nazwany przez niego *spektrografem masowym*. Nazwa ta ma przypominać, że nowy przyrząd rozkłada mieszaninę ciał na części składowe, dając obok siebie odbitki fotograficzne widm składowych części strumienia energji promienistej pod postacią prążków lub pasm widmowych. Przyrząd Astona jest nadzwyczaj skomplikowany, to też nie możemy się wdawać w szczegóły jego budowy, wymienimy tylko jedną z istotnych inowacyj, która polega na następującem. Budowa przyrządu jest mianowicie tego rodzaju, że w to samo miejsce płytki fotograficznej trafiają, *niezależnie od swej prędkości*, wszystkie cząstki, mające jednakowy stosunek ładunku do masy $\frac{ne}{m}$. W ten sposób *parabole* są jakby *zastąpione punktami* lub, ściślej mówiąc, maleńkiemi plamami, przyczem plamy, odpowiadające różnym stosunkom $\frac{ne}{m}$, znajdują się na jednej *prostej;* otrzymany więc obraz przypomina istotnie widmo energji promienistej. Każda cząsteczka o określonym składzie chemicznym może dać kilka plamek, zależnie od stopnia jonizacji, t. j. zależnie od wartości n (1, 2, 3 i t. d.). Aston mówi z tego powodu o *widmach rzędu pierwszego, drugiego i t. d.* Metoda Dempstera różni się od metody Astona, u którego dokładność określenia masy m, t. j. ciężaru atomowego A sięga 0,1%. Między innemi Aston znalazł, że dla wodoru istotnie $A = 1{,}008$, jeżeli przyjąć dla helu $A = 4$ (dla tlenu $A = 16$). Dempster dowiódł, m. inn. że *magnez* ($A = 24{,}32$) ma trzy izotopy, dla których $A = 24$—25—26. Z końcem 1925 r. Aston po raz pierwszy zestawił wyniki badań 56 pierwiastków, z których dla 30 wykryto izotopy. W tym samym czasie dizęki otrzymanym środkom Aston zbudował nowy spektograf masowy, który daje wyniki o wiele dokładniejsze i wyraźniejsze. Rezultaty otrzymane zapomocą nowego przyrządu zostały opublikowane w 1927 r. Znaleziono mianowicie jeszcze dwa pierwiastki (siarkę i ołów), które mają izotopy, oraz uzupełniono przedtem otrzymane liczby dla cyny (11 izotopów), ksenonu i rtęci. Pozatem Aston znalazł jeszcze jeden nowy wynik o bardzo doniosłem znacze-

niu naukowem, o którym będzie mowa nieco dalej. W tabl. 11 na str. 251 *podajemy zestawienie wyników, otrzymanych do końca 1927 r.*[1]) *Znaleziono ogółem izotopy dla 32*[2]) *pierwiastków* na 80, znajdujących się w tablicy Mendelejewa przed pierwiastkami promieniotwórczemi. Badano również bizmut ($Z = 83$), jednak izotopów dla tego pierwiastka nie wykryto. *Przeciętnym* ciężarem atomowym A jest ten, który otrzymuje się metodami chemicznemi i który jest zazwyczaj podawany w tablicach.

Ciężary atomowe izotopów podane są *w kolejności coraz mniejszych ich ilości*, zawartych w zwykłym, t. j. mieszanym pierwiastku. Z jest liczbą porządkową pierwiastka. W nawiasach podane są liczby, które nie są pewne.

Nie znaleziono izotopów dla 26[2]) pierwiastków, są to mianowicie: wodór ($Z = 1$), hel (2), beryl (4), węgiel (6),[1]) azot (7), tlen (8),[1]) fluor (9), sód (11), glin (13), fosfór (15), skand (21), tytan (22), wanad (23), chrom (24),[1]) mangan (25), kobalt (27), arsen (33), itr (39), ind (49), jod (53), cez (55), bar (56), lantan (57), prazeodym (59) i bizmut (83). Jest rzeczą ciekawą, że *wszystkie pierwiastki, dla których liczba izotopów jest większa od dwóch, mają parzyste liczby porządkowe*, przyczem ich izotopy mają przeważnie parzyste ciężary atomowe. Natomiast w pierwiastkach o nieparzystem Z, mamy przeważnie izotopy o nieparzystym ciężarze atomowym.

W § 2 mówiliśmy, że pierwiastek *potas* jest promieniotwórczy i wyrzuca promienie beta. Z przytoczonego zestawienia widać, że potas (liczba porządkowa 19, przeciętny ciężar atomowy 39,104), ma dwa izotopy o ciężarach atomowych 39 i 41, które muszą być zawarte w zwykłym potasie w stosunku 20 : 1. Powstaje ciekawe zagadnienie, czy mianowicie obie odmiany potasu są promieniotwórcze, a jeśli nie, to który mianowicie. Sprawę tę rozstrzygnął w 1927 r. G. Hevesy. Przy współpracy Marji Lögstrup udało mu się nieco zmienić skład zwykłego potasu (p. niżej), a mianowicie powiększyć procentową zawartość potasu 41. Otrzymany potas miał ciężar atomowy 39,109 (zamiast 39,104), promieniotwórczość jego okazała się natomiast *zwiększona* o 4,2%. Pozwoliło to ściśle udowodnić, że *promieniotwórczość jest właściwością po-*

---

[1]) Tłumacz uzupełnił tabl. 11 według ostatnich danych. W tablicy tej brak również węgla, tlenu i chromu, które jak się okazało, mają również izotopy. Węgiel ($Z = 6$, $A = 12{,}0036$) ma mianowicie 2 izotopy o cięż. atom. 12, 13, tlen ($Z = 8$, $A = 16{,}00$) — 3 izotopy (16—18—17), zaś chrom ($Z = 24$, $A = 52{,}0$) — 4 izotopy (52—53—50—54).

[2]) W chwili obecnej więc stwierdzono istnienie izotopów u 35 pierwiastków, zaś nie znaleziono izotopów u 23 pierwiastków. (Przyp. tłum.)

TABLICA 11

Pierwiastek	Z	A	Liczba izotopów	Ciężary atomowe izotopów
Lit	3	6,94	2	7 — 6
Bor	5	10,82	2	11 — 10
Neon . . .	10	20,18	2	20 — 22
Magnez . . .	12	24,32	3	24 — 25 — 26
Krzem . . .	14	28,06	3	28 — 29 — 30
Siarka . . .	16	32,06	3	32 — 33 — 34
Chlor . . .	17	35,46	2	35 — 37
Argon . . .	18	39,94	2	40 — 36
Potas . . .	19	39,10	2	39 — 41
Wapń . . .	20	40,07	2	40 — 44
Żelazo . .	26	55,84	2	56 — 54
Nikiel . . .	28	58,69	2	58 — 60
Miedź . . .	29	63,57	2	63 — 65
Cynk . . .	30	65,37	6	64 — 66 — 68 — 67 — 65 — 70
Gal	31	69,72	2	69 — 71
German . . .	32	72,60	8	74 — 72 — 70 — 73 — 75 — 76 — 71 — 77
Selen . . .	34	79,2	6	80 — 78 — 76 — 82 — 77 — 74
Brom . . .	35	79,92	2	79 — 81
Krypton . .	36	82,92	6	84 — 86 — 82 — 83 — 80 — 78
Rubid . . .	37	85,45	2	85 — 87
Stront . . .	38	87,63	2	88 — 86
Cyrkon . . .	40	91,2	3 (4)	90 — 94 — 92 — (96)
Srebro . . .	47	107,88	2	107 — 109
Kadm . . .	48	112,41	6	114 — 112 — 110 — 113 — 111 — 116
Cyna	50	118,70	11	120 — 118 — 116 — 124 — 119 — 117 — 122 — 121 — 112 — 114 — 115
Antymon . .	51	121,76	2	121 — 123
Tellur . . .	52	127,5	3	128 — 130 — 126
Ksenon . . .	54	130,2	9	129 — 132 — 131 — 134 — 136 — 128 — 130 — 126 — 124
Cer	58	140,13	2	140 — 142
Neodym . .	60	144,27	3 (4)	142 — 144 — 146 — (145)
Rtęć	80	200,6	7	202 — 200 — 199 — 198 — 201 — 204 — 196
Ołów . . .	82	207,2	3 (7)	206, 207, 208, (209) (203, (204), (205)

tasu 41, który podczas emisji promieni beta musi przeobrazić się w izotop wapnia o ciężarze atomowym 41, tego ostatniego nie znajdujemy jednak w przytoczonem zestawieniu. Okres półtrwania (§ 2) potasu musi zwoliło to ściśle udowodnić, że *promieniotwórczość jest właściwością po*wynosić 7.10^{10} lat. Należy oczekiwać, że ślady wapnia 41 znajdują się w minerałach potasowych o bardzo starem pochodzeniu.

Uważaliśmy za przedwczesne[1]) włączyć do naszego zestawienia wyniki pewnych prac z 1928 r., o których paroma słowami wspomnimy. Liczby 40 i 41, które podaliśmy dla wapnia (Ca, $Z = 20$), były otrzymane przez Dempstera. Drogą okólnych rozumowań inni uczeni znaleźli liczby 39, 40 i 44, natomiast Aston podaje wartości 39 i 40. Metal *german* (Ge, $Z = 32$), ma według Astona osiem izotopów o ciężarach atomowych, równych wszystkim liczbom całkowitym od 70 do 77, z których tylko liczba 76 jest wątpliwa. Dla *cynku* Aston podaje prócz czterech liczb 64, 66, 68 i 70, które przytoczono w tablicy, jeszcze dwie wartości 65 i 69, cynk ma więc 6 izotopów. Dla neonu uczeni angielscy znaleźli prócz liczb 20 i 22 jeszcze wartość 21; w zwykłym neonie mamy 88% neonu 20, 10% neonu 22 i 2% neonu 21.

Wspominaliśmy w końcu § 1 o *izoborach, t. j. takich odmianach dwu różnych pierwiastków*, które, znajdując się w niejednakowych komórkach tablicy Mendelejewa, *mają jednakowe ciężary atomowe*. W chwili obecnej znaleziono większą liczbę takich par pierwiastków; podamy kilka przykładów, przyczem w nawiasach wskazany jest ciężar atomowy, jednakowy dla dwu odmian obu pierwiastków: argon i wapń (40), cyna i antymon (121), cyna i ksenon (124). Dla tych samych pierwiastków znajdujemy czasami trzy pary izobarów, np. selen i krypton (78, 80 i 82), cyna i kadm (112, 114 i 116), tellur i ksenon (126, 128 i 130).

Bardzo interesującem, lecz dotychczas niezupełnie wyświetlonem jest zagadnienie, *czemu spotykane na ziemi perwiastki, będąc mieszaniną izotopów, mają jednak zawsze ten sam przeciętny ciężar atomowy A*, t. j. czemu izotopy są w nich zawarte zawsze w tej samej proporcji. Aby rzecz tę wyjaśnić, wyznaczano ciężar atomowy pierwiastka, wziętego z różnych minerałów, znalezionych w rozmaitych miejscach na powierzchni ziemi, oraz z *meteorytów*. Porównania takie przeprowadzono dla chloru, żela-

---

[1]) P. odnośnik 1 na str. 350. Zdaniem tłumacza, wątpliwości Autora są w chwili obecnej nieaktualne (p. np. Rutherford, Chadwick and Ellis. Radiations from radioactive substances. 1930. p. 522.)

za, niklu, boru i krzemu, lecz ciężar atomowy *A* był zawsze ten sam. Nie wdajemy się w proponowane tłumaczenia tego faktu, nie można ich bowiem uważać za zadawalające.

Ogromna różnica pomiędzy ciężarami atomowemi izotopów jest zadziwiająca. Sięga ona dla cyny 12 jednostek (112 i 124), co stanowi 10,8% mniejszej z tych liczb! Nie bacząc jednak na okoliczność, że w jednej cynie mamy w jądrze atomowem 12 protonów i 12 elektronów więcej niż w drugiej, dwa jej izotopy mają absolutnie jednakowe chemiczne i prawie pod każdym względem identyczne własności fizyczne.

Co się tyczy *widm prążkowych izotopów*, to zachodzi bardzo mała różnica pomiędzy długościami fali prążków widmowych zwykłego ołowiu i ołowiu uranowego (rad G), nie przekracza ona mianowicie 0,011 Å. Wyraźny wpływ izotopji wykryto *w widmie pasmowem* cząsteczek chlorowodoru, które zawierają po jednym atomie chloru i wodoru. Odpowiednio do dwu izotopów chloru ($A = 35$ i $A = 37$) muszą istnieć dwa szeregi cząsteczek chlorowodoru. W rozdz. IV, § 10, widzieliśmy, że jednym z czynników, który wpływa na długość fali prążków widma pasmowego są ruchy drgające atomów, zawartych w cząsteczce. Długości fali zależą m. inn. od częstości drgań atomów, zaś częstości te m. inn. od *masy atomów*. W chlorowodorze mamy dwa rodzaje cząsteczek, przyczem przeważa liczba cząsteczek, zawierająca chlor $A = 35$. Stąd wynika, że dwa rodzaje cząsteczek muszą dać dwa widma, które nie zlewają się, t. j. każdy prążek musi rozpaść się na dwa prążki, z których jeden będzie o wiele słabszy od drugiego. Obliczenia wskazują, że słabszy prążek musi mieć dłuższą falę, zaś różnica długości fali odpowiednich prążków musi wynosić 13,54 Å. Badanie widma pochłaniania chlorowodoru dowiodło, że w paśmie, znajdującem się koło 1,76 μ (rozdz. III, § 1) prążki są istotnie podwójne, że słabszy prążek jest przesunięty w stronę rosnących długości fali, a różnica dł. fal wynosi 14 Å. To wspaniałe potwierdzenie przepowiedni teoretycznej nie pozostawia wątpliwości; *obserwowane dwójki powstają w samej rzeczy dzięki izotopji chloru.* Jest to jeden z nielicznych wypadków, gdy udało się stwierdzić doświadczalnie wpływ izotopji pierwiastków niepromieniotwórczych na liczbową lub ilościową stronę zjawiska fizycznego. Dodajemy, że zwykły ołów, oraz ołów uranowy (rad G), jeśli wziąć je jako antikatody w lampach röntgenowskich, dają *zupełnie identyczne widma röntgenowskie.*

W ogromnej liczbie badań doświadczalnych przy zużyciu kolosalnej pracy usiłowano *rozdzielić pierwiastki na ich izotopy*, otrzymać np. oddzielnie chlor 35 i chlor 37. Chwilowo jednak jesteśmy jeszcze da-

lecy od osiągnięcia takiego wyniku. Udało się jedynie osiągnąć *w bardzo zresztą skromnych granicach zmianę składu pierwiastka*, t. j. proporcji, w której są w nim zawarte poszczególne izotopy. Mówi się zwykle w tym wypadku o *wzbogaceniu* pierwiastka w jeden z jego izotopów, co w konsekwencji daje *dwie porcje danego pierwiastka, mające różną gęstość*, lub, co na to samo wynosi, różny przeciętny ciężar atomowy. Aby zmienić skład pierwiastka, należy skorzystać z takiego zjawiska, którego strona ilościowa zależy od *masy atomu*. Wypróbowano *dziesięć różnych metod wzbogacenia pierwiastków w jeden z ich izotopów*. *Osiem* z tych metod *nie dały zgoła żadnego rezultatu* i tylko dwie, metoda dyfuzji i metoda odparowywania dały widome, choć, jak mówiliśmy, bardzo skromne wyniki.

O *metodzie dyfuzji* wspominaliśmy już z okazji doświadczeń Astona nad neonem, które dały dwie porcje tego gazu o przeciętnym ciężarze atomowym 20,15 i 20,28 zamiast zwykłego 20,20; wzbogacenie nie przekraczało 0,4%[1]). Jeszcze skromniejsze są wyniki kilkuletniej pracy W. D. Harkinsa (1916—1920), który przepuścił *19000 litrów chlorowodoru* przez szereg przegródek chlorowych. Otrzymał on ostatecznie porcję chloru o ciężarze atomowym 35,516 zamiast 35,46, t. j. zmianę ciężaru atomowego o 0,055, co stanowi 0,155%.

Metoda odparowywania polega na tem, że podczas parowania mieszaniny cząsteczki lżejsze wylatują z cieczy z większą prędkością od cięższych. Z tej właściwości bardzo dowcipnie skorzystali w 1920 r. I. N. Brönsted i G. Hevesy, aby zmienić skład *rtęci*. Udało się im otrzymać porcje rtęci o niejednakowych gęstościach 1,00023 i 0,99974, jeżeli gęstość zwykłej rtęci przyjąć za jednostkę; zmiana ta stanowi 0,023% i 0,026%, t.j. około 1/4000. *Przewodnictwo elektryczne* obu porcyj okazało się zupełnie jednakowe. Inni uczeni otrzymywali zmianę około 1/1000. Stosunkowo znaczną zmianę składu rtęci osiągnęli W. D. Harkins i B. Mortimer w 1928 r., kombinując metodę dyfuzji (przez papier filtracyjny) z metodą odparowywania. Otrzymano przytem *dwie porcje rtęci* po 100 *gr* każda, których ciężary atomowe różniły się o 0,189, co stanowi 0,094% przeciętnego ciężaru atomowego rtęci. Jak widać, nie udało się osiągnąć jakiegokolwiek istotnego wzbogacenia pierwiastka w jeden z jego izotopów.

Mówiliśmy wyżej, że praca Astona (1927) zawiera jeszcze jedną ważną część, o której powiemy na zakończenie. Jest rzeczą możliwą, że

[1]) Nieco lepsze wyniki osiągnął ostatnio z neonem W. H. Keesom. (Przyp. tłum.)

stanie się ona punktem wyjścia dla prac, które oświetlą ważne, lecz chwilowo jeszcze dalekie od rozwiązania zagadnienie *budowy jądra atomowego.* W rozdz. II, § 5 była mowa o równoważności masy i energji oraz podano tam przykład znikania masy, t. j. jej przemiany podczas tworzenia się wody z tlenu i wodoru, w energję cieplną. W rozdz. IV, § 6 to przeobrażenie masy w energję posłużyło do wytłumaczenia faktu, że z czterech atomów wodoru o ciężarze 1,008 oraz dwu elektronów o masach, które można zaniedbać, otrzymuje się atom helu o ciężarze atomowym 4 zamiast 4,03. „*Zgęszczenie*", które towarzyszy tworzeniu się atomu helu z protonów i elektronów, ma takie same konsekwencje, jak zbliżenie się atomów przy tworzeniu się cząsteczki. Rozpatrzyliśmy również doniosłe odkrycie Astona, polegające na tem, że ciężary atomowe izotopów, t. j. odmian pierwiastków, są *liczbami całkowitemi.* Zapomocą swego nowego spektografu masowego Aston zdołał z większą niż przedtem dokładnością wyznaczyć ciężary atomowe izotopów oraz pewnych pierwiastków, które izotopów nie mają. Okazało się przytem, że *jeśli na ciężar atomowy tlenu przyjąć liczbę 16, to ciężary innych atomów nie są liczbami całkowitemi;* są one odchylone w tę lub inną stronę o wartość, która przeważnie nie przekracza 0,1% i tylko dla litu jest bliską 0,2% całego ciężaru atomowego. I. L. Costa w Paryżu również skonstruował *spektrograf masowy* i w 1925 r. ogłosił wyniki swych badań *litu;* dla dwu izotopów tego pierwiastka znalazł on również liczby niecałkowite. Ciekawy jest fakt następujący: dla ośmiu pierwiastków o najmniejszych liczbach porządkowych Z, dla których Aston wyznaczył odchylenie ciężaru atomowego od liczb całkowitych, a mianowicie dla wodoru $(Z = 1)$, helu $(Z = 2)$, litu $(Z = 3)$, boru $(Z = 5)$, węgla $(Z = 6)$, azotu $(Z = 7)$, fluoru $(Z = 9)$ i neonu $(Z = 10)$ ciężary atomowe są nieco *większe* od liczb całkowitych za wyjątkiem rtęci (200,016 zamiast 200). Dla tlenu według definicji przyjęto liczbę całkowitą 16.

ROZDZIAŁ XII.

PROMIENIE GAMMA I PROMIENIE HESSA.

§ 1. Powstawanie i długość fali promieni gamma.

O promieniach ultra-röntgenowskich, czyli promieniach gamma (wykrytych w 1900 r.) mówiliśmy w rozdz. III, § 1 przy rozpatrywaniu różnych dziedzin widma energji promienistej, pozatem w rozdz. V, § 7 i w rozdz. XI, § 1, gdy były omawiane zasadnicze własności ciał promieniotwórczych. Przekonaliśmy się, że promienie te są wysyłane przez jądra atomowe pierwiastków promieniotwórczych, i że znajdują się one w widmie energji promienistej poza promieniami röntgenowskiemi, zachodząc jednak częściowo na najtwardsze promienie grupy K, których długość fali sięga mniej więcej 0,1 A, czyli 100 X (rozdz. III, § 1) dla promieniowania $K\beta$ uranu. Zbadane widmo promieni gamma rozciąga się od 270 X do 20,4 X. *Przenikliwość* tego promieniowania rośnie w stronę fal krótkich. Mówimy tu również o *twardości* lub *miękkości* promieni. Podane liczby wskazują, że najmiększe promienie gamma są *identyczne* z najtwardszemi promieniami röntgenowskiemi. Niejednokrotnie już korzystaliśmy z równania, charakteryzującego promieniowanie przy pomocy pewnej wyrażonej w woltach różnicy potencjałów V. Jest to ta wartość, którą musi przebyć elektron, dla nabycia energji kinetycznej ruchu równoważnej jednemu kwantowi danego promieniowania, p. np. rozdz. VI, § 1, równ. (1). Ma ono postać:

$$V\lambda = 12340 \qquad (1)$$

V jest wyrażone w woltach, długość fali λ — w angströmach. Związek (1) nie ulega zmianie, gdy V jest podane *w kilowoltach* (1000 wolt), a długość fali w jednostkach X (0,001 angströma); mamy wtedy:

$$V(\text{kilowolty}) = \frac{12340}{\lambda\,(\text{jedn } X)} \qquad (2)$$

Tak np. dla promieniowania $\lambda = 100\ X$ mamy $V = 123$ kilowolt. Długość fali promieni gamma wyznaczono po raz pierwszy w 1914 r.

W rozdz. VIII, § 1 poznaliśmy *kwantową teorję* światła oraz dziwny antagonizm, który istnieje pomiędzy nią a *teorją falową*. Przypomnijmy, że teorja falowa w sposób dostateczny tłumaczy wszystkie zjawiska, które promienie wywołują na swej drodze, np. zjawiska *interferencji*. Wszystko zaś, co dotyczy emisji i absorbcji energji promienistej, tłumaczy w sposób elegancki a zarazem prosty teorja kwantowa, którą możnaby jeszcze nazwać teorją *korpuskularną*. Zjawiska fotoelektryczne (rozdz. VIII), fotoluminescencja (rozdz. IX), zjawiska fotochemiczne (rozdz. X, § 3) oraz zjawiska Comptona i Ramana (rozdz. VII, §§ 2 i 3) są świetną tego ilustracją. Promienie gamma odznaczają się tem, że ich charakter korpuskularny występuje bardzo wybitnie, a jednocześnie nie ulega wątpliwości, że mogą one interferować. Dwoisty charakter energji promienistej zaznacza się w tym wypadku szczególnie wyraźnie. W 1927 r. została opublikowana monografja K. W. F. Kohlrausch'a, poświęcona promieniom gamma, która nosi tytuł „Zagadnienia promieni gamma", mający zaakcentować, że niema jeszcze właściwej fizyki promieni gamma. Autor podaje m. inn., że istnieje około 300 prac naukowych, dotyczących tych promieni.

Promienie gamma są wysyłane przez jądro atomowe ciał promieniotwórczych w chwili ich rozpadu, jednakże nie dotyczy to wszystkich ciał promieniotwórczych. K. Fajans (1924) wymienia 14, zaś Kohlrausch (1927) 16 ciał, które wysyłają promienie gamma. Z pośród tych znaczna większość, a mianowicie 11, które wymienia również Fajans emitują promienie gamma *łącznie z promieniami beta;* jedno zaś z tych ciał (radjoaktyn) wysyła jeszcze równocześnie promienie alfa. Co się zaś tyczy ciał, które wysyłają *promienie alfa,* i które stanowią, — jak widzieliśmy, — większość ciał promieniotwórczych, to Fajans *wymienia tylko dwa, będąc również źródłem promieni gamma,* a mianowicie *rad* i aktyn *X;* Kohlrausch uzupełnia je jeszcze dwoma, są to mianowicie *jonium* przy przemianie w rad, i rad F przy przemianie w rad G, t. j. w ołów uranowy. Dla rozstrzygnięcia zagadnienia o warunkach powstawania promieni gamma, duże znaczenie oczywiście ma fakt, że emisja tych promieni jest prawie zawsze związana z wyrzucaniem cząstek beta.

Swe badania teoretyczne A. Sommerfeld (1909, 1913) oparł na tem, że wszelkiemu przyśpieszeniu elektronu musi towarzyszyć emisja energji elektromagnetycznej (p. rozdz. IV, § 2, drugi postulat Bohra).

Cząstka beta (elektron) nabywa nagle olbrzymią prędkość, t. j. ruch o bardzo znacznem przyśpieszeniu. Sommerfeld dowiódł, że powstaje przytem krótkotrwały „*impuls*" elektromagnetyczny, którego całkowita prawie energja jest skupiona w kierunku ruchu elektronu, jeżeli prędkość nabyta przez ten ostatni jest bardzo wielka, t. j. bliska prędkości światła. Jednakże długość fali otrzymanej emisji jest według tej teorji prawie 100 razy mniejsza od danych doświadczalnych (p. niżej). Pomimo to jest rzeczą niewątpliwą, że emisja gamma składa się z poszczególnych impulsów, które, jak widzieliśmy, można było zliczyć.

Przejdziemy obecnie do ważnego zagadnienia *doświadczalnego wyznaczenia długości fali* λ *promieni gamma,* którego E. Rutherford i C. Andrade dokonali w 1914 r. poraz pierwszy przy pomocy zmodyfikowanej metody odbicia od kryształów, używanej przy pomiarze długości fali promieni röntgenowskich (rozdz. V, § 7). Podamy tymczasem tylko jedną liczbę: dla jednego z prążków widma promieni gamma radu C uczeni ci znaleźli długość fali $\lambda = 70\ X$, co zgodnie z równ. (2) odpowiada 175 kilowoltom. Inni uczeni, stosując tę metodę, znajdowali $\lambda = 52\ X$ czyli 238 kilowolt. Doniosłe znaczenie tych doświadczeń polega na tem, że *świadczą one o zdolności promieni gamma do interferencji.*

Rozpatrzymy inny sposób wyznaczenia długości fali promieni gamma, który polega na ich *działaniu fotoelektrycznem,* t. j. na zjawisku, którego prawa, jak widzieliśmy (rozdz. VIII), są zrozumiałe jedynie wtedy, jeżeli wziąć za punkt wyjścia *kwantową* teorję światła, która energji promienistej nadaje charakter korpuskularny, zaś samą emisję uważa za zjawisko jednostronne (emisja punktowa czyli szpilkowa, albo igłowa, p. rozdz. VII, § 1). Wyznaczenie długości fali promieni gamma jest oparte na zastosowaniu podstawowego równania A. Einsteina, p. rozdz. VIII, § 1, równ. (1),

$$\varepsilon = J + P_1 + P_2 \tag{3}$$

gdzie ε jest zasobem energji, zawartej w jednym kwancie energji promienistej, J — energją fotoelektronu, wylatującego z powierzchni ciała, na którą padają promienie; P_1 — pracą, która się zużywa na wyrywanie elektronu z atomu, P_2 — pracą wyrywania elektronu z warstwy powierzchniowej ciała. Widzieliśmy już, że wielkość P_2 jest bardzo mała, można więc ją zaniedbać; zamiast P_1 napiszemy poprostu P, t. j.

$$\varepsilon = J + P \tag{4}$$

Wyznaczenie długości fali promieni gamma na podstawie tej równości polega na następującem. Przypuśćmy, że promienie padają na powierzchnię ciała i wywołują wyrzucanie z niego fotoelektronów. Mierzymy prędkość tych elektronów po odchyleniu ich w polu magnetycznem, stąd zaś obliczamy ich energję J. Wartość zaś P znajdujemy w sposób następujący. Elektrony zostają wyrywane z jednej z warstw K, L, M i t. d., dla których praca wyrywania P (wartości poziomów energicznych) jest dobrze znana. Okazuje się, że jeżeli te same promienie gamma będą oddziaływać na rozmaite pierwiastki, wtedy porównanie wyników pozwala wyznaczyć warstwę, z której elektrony zostają wyrywane, tem samem więc znaleźć wartość P. Równość (4) daje wielkość ε, która jest równa $h\nu$, gdzie h jest stałą Plancka. W ten sposób otrzymujemy częstość drgań ν, a zatem i szukaną długość fali λ. Inny sposób, oparty w istocie na zjawisku fotoelektrycznym, jest następujący: jako ciało, na które kierujemy promienie gamma, bierzemy samą substancję promieniotwórczą, będącą źródłem tych promieni. Widzieliśmy (rozdz. XI, § 1), że cząstki beta emitowane przez ciała promieniotwórcze są dwu rodzajów: jedne wylatują z jądra atomowego, inne zaś z warstw elektronowych tego samego atomu; te ostatnie są wyrywane przez wychodzące z jądra promienie gamma. Jasnem jest, że równ. (4) dotyczy tych właśnie fotoelektronów. Trudność polega na tem, że niełatwo odróżnić od siebie oba rodzaje cząstek beta oraz wyznaczyć warstwę, z której elektron został wyrwany. Tem nie mniej wykonano tą metodą dużą liczbę pomiarów. L. Meitner podała w 1926 r. wykaz wszystkich długości fali promieni gamma, które można uważać za mniej lub więcej pewne. Istotnym rezultatem tych pomiarów jest to, że *promienie gamma wysyłane przez dane ciało nie są jednorodne*, lecz dają widmo, składające się z szeregu promieni o bardzo różnych długościach fali. Tak np. *widmo promieni gamma radu C ciągnie się od* $\lambda = 209\ X$ do $\lambda = 5{,}57\ X$, zajmuje więc 6 oktaw. Najdłuższa fala $\lambda = 390\ X$ należy do toru C. Liczba prążków dochodzi do 14 dla radu C. Ponieważ najmniejsza zmierzona długość fali, w dziedzinie promieni röntgenowskich, jest w przybliżeniu równa 100 X, więc jest rzeczą jasną, że widma promieni gamma i promieni röntgenowskich, zachodzą na siebie w dziedzinie od 100 X do 390 X, t. j. na przestrzeni prawie dwu oktaw. Poza krańcowemi promieniami röntgenowskiemi ciągnie się jeszcze część widma promieni gamma, obejmująca ponad 4 oktawy. W tablicy L. Meitner podane są długości fali 57 promieni gamma, które są wysyłane przez 10 różnych pierwiastków promieniotwórczych. Poniższa tabelka 12 jest wyciągiem ze wspomnianej tablicy L. Meitner z 1926 r. Dla każdego

pierwiastka promieniotwórczego podajemy liczbę prążków i dwa krańcowe promienie, których charakterystyką jest długość fali λ w jednostkach X, oraz odpowiednia wartość V w kilowoltach zgodnie z równ. (1).

TABLICA 12

Pierwiastek	Liczba prążków	Długości fali w jednostkach X od	do	Kilowolty od	do
Rad	1	66	—	187	—
Rad B	5	230	35,2	57	351
Rad C	14	209	5,57	59	2 220
Rad D	1	270	—	45,7	—
Mezotor	7	213	12,7	58	972
Tor B	2	52	41,6	237	297
Tor C	9	302	18,9	41	654
Radjoaktyn	10	390	41,1	32	300
Aktyn X	5	86	46	144	268
Aktyn C″	3	35	25,7	352	481

D. W. Skobelcyn (Leningrad) badał promienie gamma metodą Wilsona (rozdz. XIV, § 4) również przy działaniu pola magnetycznego. Pozwoliło mu to wyznaczyć rozkład energji w widmie promieni gamma, przyczem stwierdzono istnienie szeregu znanych już prążków tego widma. Uczony ten znalazł, że między 30 X a 14 X znajdują się nieznane jeszcze prążki lub część widma ciągłego.

§ 2. Różne własności promieni gamma.

Dotychczas wykonano tylko jedną próbę (1925) pomiaru na drodze doświadczalnej *oddziaływania cieplnego* promieni gamma; doprowadziła ona do następującego wyniku. Ilość emanacji radu mierzy się z pewnych względów, w które wchodzić nie będziemy, jednostką równą $6 . 10^{-6}$ *gr* emanacji; nosi ona nazwę *curie*. Promienie gamma wysyłane przed rad B i C, zawarty w jednym curie emanacji, dają podczas ich zupełnej absorbcji 8,62 małych kaloryj w ciągu godziny, przyczem przeważna część ogrzania przypada na promienie gamma radu C.

Bardzo interesującą i ważną charakterystyką promieni gamma jest możność *rachowania poszczególnych impulsów*, z których te promienie się składają (p. niżej). Takie rachowanie jest możliwe dla promieni alfa

i beta, które mają wyraźny charakter korpuskularny, przyczem każda z części składowych tych promieni posiada określony *kierunek ruchu*. Jest rzeczą zadziwiającą, że ta ostatnia okoliczność dotyczy również impulsów, z których się składa emisja promieni gamma. Przypuśćmy, że mamy pewną ilość substancji promieniotwórczej, wysyłającej prócz cząstek alfa lub beta również i promienie gamma, i niech *N* będzie liczbą atomów tej substancji, która rozpada się w jednostce czasu. Liczba ta jest znana dla wielu ciał, np. dla radu. Każdemu rozpadowi atomu towarzyszy krótkotrwała emisja promieni gamma, którą też nazywamy *impulsem*. Przypuśćmy następnie, że skonstruowano przyrząd, który w ten lub inny sposób notuje dochodzące do niego impulsy gamma, tak że można je rachować. Ogólna liczba impulsów w jednostce czasu musi oczywiście równać się *N* lub być mniejszą od *N*, można bowiem przypuścić, że niektóre impulsy zostają w samej emitującej substancji zatrzymane. Zobaczymy do jakich wyników ma prowadzić badanie promieni gamma zapomocą licznika impulsów, jeżeli promienie te mają charakter *falowy*, a do jakich wyników — gdy weźmiemy za podstawę *teorję kwantową*, t. j. charakter korpuskularny tego promieniowania.

Teorja falowa, która jedynie tłumaczy możliwość pomiaru długości fali zapomocą metody odbicia promieni od kryształów (p. § 1), zakłada, że każdemu rozpadowi atomu towarzyszy powstawanie drgań elektromagnetycznych, *które rozchodzą się od danego atomu we wszystkich kierunkach*. Prowadzi to do wyników następujących:

1. Liczba impulsów notowanych przez licznik w jednostce czasu musi się równać *N* lub liczbie mniejszej *N'*.

2. Liczba *N'* musi być niezależna od wielkości powierzchni licznika, która przyjmuje impulsy.

3. Liczba *N'* musi być niezależna od odległości pomiędzy licznikiem a ciałem emitującem.

4. Dwa liczniki, stojące obok siebie, muszą notować impulsy zupełnie jednocześnie.

Teorja kwantowa (korpuskularna), która zakłada, że każdy impuls biegnie w pewnym określonym, przypadkowym zresztą, kierunku, prowadzi do wniosków zupełnie innych:

I. Liczba *N'* musi być stosunkowo niewielka w stosunku do *N*.

II. Liczba *N'* musi rosnąć proporcjonalnie do powierzchni licznika, który przyjmuje impulsy.

III. Liczba *N'* musi być odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości licznika od ciała emitującego.

IV. Dwa stojące obok siebie liczniki muszą notować impulsy równocześnie.

V. Jeżeli na podstawie wskazań licznika obliczyć ogólną liczbę impulsów, wysyłanych we wszystkich kierunkach, to musimy otrzymać liczbę *N* lub liczbę nieco mniejszą.

Nie możemy podawać opisu bardzo skomplikowanej konstrukcji licznika promieni gamma. Wystarczy stwierdzić, że zjawiska obserwowane są zupełnie zgodne z przewidywaniami zawartemi w punktach od I do V. Zgodnie z punktem V otrzymano istotnie liczbę bardzo bliską *N*. Natomiast wnioski te są zupełnie niezgodne z przewidywaniami teorji falowej. Emisja gamma ma bardzo wyraźny charakter „igłowy"; każdy impuls leci w swym przypadkowym kierunku. Jest rzeczą zastanawiającą, że A. F. C o v a r i c zdołał w 1922 r. wykryć zapomocą *licznika interferencję* promieni gamma przy ich odbiciu od powierzchni kryształu! Mamy tu uderzający przykład dwoistej natury energji promienistej.

Nie będziemy się zatrzymywali nad zjawiskami analogicznemi do zjawisk, które dają promienie röntgenowskie; różnice tych zjawisk, przeważnie ilościowe, są spowodowane większą przenikliwością promieni gamma. Należą tu zjawiska *pochłaniania i rozpraszania* tych promieni przez materję; następnie zjawiska fotoelektryczne, jonizacja gazów, zjawisko C o m p t o n a (rozdz. VII, § 2) oraz wzbudzenie promieni wtórnych gamma analogiczne do fluorescencji. Jedno tylko zagadnienie poruszymy jeszcze w paru słowach. Wiemy mianowicie, że emisja promieni gamma jest związana z rozpadem atomu, t. j. z wylatywaniem cząstek *alfa* lub cząstek *beta* z jądra atomowego. Chodzi więc o to, w jakim porządku następuje rozpad atomów i emisja gamma, t. j. które z tych zjawisk jest pierwszem? Doniosłość tego zagadnienia polega na następującem. Widzimy, że w atomie odbywa się wewnętrzne zjawisko fotoelektryczne, że promienie gamma, wychodzące z jądra atomowego, wyrywają elektrony z warstw *K*, *L*, *M* i t. d. Rzeczą istotną jest stwierdzenie z *jakiego* atomu zachodzi wyrywanie, czy z atomu pierwotnego, czy też nowego, który się utworzył wskutek rozpadu? W dwóch tych atomach poziomy energetyczne są różne, to też różną jest praca wyrywania atomu *P*, wchodząca do równ. (4). Zagadnienie to było przedmiotem długiego sporu pomiędzy L. M e i t n e r z jednej strony a uczonymi angielskiemi C. D. E l l i s'e m i H. W. B. S k i n n e r'e m — z drugiej. Według zdania tych ostatnich emisja następuje przed rozpadem atomu, tak że elektrony są wyrywane z atomu, który nie uległ jeszcze rozpadowi. L. M e i t n e r jest przeciwnego zdania; uczona ta utrzymuje mianowicie, że przedewszystkiem

odbywa się rozpad, następnie emisja, tak że elektrony są wyrywane z atomu nowopowstałego. Nie zatrzymując się na szczegółach polemiki, która datuje się od 1922 r., musimy stwierdzić, że dowody L. Meitner są bardzo przekonywające, to też pogląd jej jest bardziej prawdopodobnym. Doświadczenia Rutherforda (1925) ostatecznie dowiodły słuszności poglądu L. Meitner.

§ 3. Promienie Hessa (kosmiczne).

Należy przedewszystkiem w paru słowach wspomnieć o nazwie tych promieni. Istnienie szczególnego rodzaju promieni, które są jeszcze twardsze od promieni gamma, i które przedostają się do naszej atmosfery z przestrzeni międzyplanetarnych, zostało wykryte w latach 1911 i 1912 przez uczonego niemieckiego V. F. Hess'a, obecnie profesora w Gracu, podczas jego wzlotów balonem na wysokość 5200 m. Obserwacje Hessa mogły jednak wywołać pewne zastrzeżenia. Następnie W. Kolhörster wzlatywał w latach 1913 i 1914 na wysokość 9300 m., przyczem istnienie tych promieni, a więc i prawdziwość odkrycia Hessa została ostatecznie stwierdzona. Prace Hessa i Kolhörstera były ogłoszone tylko w niewielu czasopismach specjalnych, i podówczas (1911 — 1914) wiadomość o nich zupełnie nie dotarła do zagranicznych czasopism popularnych, lub też doszła w krótkich tylko wzmiankach, na które nie zwrócono zupełnie uwagi. Jeszcze podczas wojny Kolhörster (1916 — 1918) ponownie zajął się nowoodkrytemi promieniami (w Konstantynopolu). W 1923 r. R. A. Millikan w Ameryce rozpoczął również badania tych promieni; w sierpniu 1925 r. wykonał on interesujące doświadczenia w wodzie jeziora, znajdującego się na wysokości 3500 *m*, a w listopadzie tegoż roku Millikan w odczycie zdał sprawę z wyników swych badań. Streszczenie tych *wyników*, lecz nie całego odczytu, w którym były również wymienione prace Hessa i Kolhörstera, zostało opublikowane w amerykańskich czasopismach i dziennikach (dużą rolę odegrał tu prawdopodobnie reporter dziennika „New York Times"), stąd zaś przedostało się ono i do naszych czasopism popularnych a następnie i do gazet. Tutaj oczywiście sprawa była przedstawiona z pominięciem poprzedzającej badania Millikana historji zagadnienia, o której redaktorzy tych czasopism nie mieli pojęcia, i w ten sposób odkrycie nowych promieni uważano za dzieło Millikana, i nazwano je jego imieniem. Dotychczas mówi się jeszcze u nas o „promieniach Millikana", chociaż były one odkryte 14 lat przed badaniami Millikana; te ostatnie

dały zresztą istotnie szereg nowych i ciekawych rezultatów. Należałoby już zarzucić używanie tej zupełnie nieuzasadnionej nazwy nowego promieniowania! Mówimy o promieniach H e r t z a, promieniach R ö n t g e n a, nadfiołkowych promieniach S c h u m a n n a (do długości fali 1000 Å), L y m a n a (do 510 Å) oraz M i l l i k a n a (do 136 Å, promienie te są u nas znane tylko w kołach specjalistów); podobnie nowe promienie należy nazwać nazwiskiem uczonego, który ich odkrył, t. j. *promieniami He s s a.* Nazywają je też często *promieniami kosmicznemi,* promieniami *ultra-gamma* lub promieniami *ultra-przenikliwemi.*

Niewielu dotychczas badaczy zajmuje się trudnem zagadnieniem badania promieni kosmicznych. W Niemczech poza H e s s e'm i K o l h ö r s t e r'e m należy jeszcze wymienić G. H o f f m a n n a, E. S t e i n k e'g o i K. B ü t t n e r a; w Ameryce pracuje M i l l i k a n ze swym współpracownikiem C a m e r o n'e m. W Rosji badaniem tych promieni zajmują się L. W. M y s o w s k i j i L. R. T u w i m (w Leningradzie); osiągnięte przez tych badaczy rezultaty należą do bardzo ważnych i wartościowych.[1])

Rozpatrzymy obecnie zjawiska, których badanie doprowadziło do wykrycia promieni o widmie położonem w dziedzinie jeszcze dalszej od widma promieni gamma, t .j. o falach krótszych od promieni gamma. Spostrzeżono oddawna, że każdy przewodnik elektryczny, jakkolwiek najstaranniej nawet izolowany, traci jednak stopniowo swój ładunek. Ubytek ten tłumaczyć można jedynie tem, że *powietrze ma pewne przewodnictwo,* możliwe zresztą tylko wtedy, gdy zawiera ono jony. Jonizacja powietrza może mieć dwa źródła: promieniotwórcze i niepromieniotwórcze. Z pośród ostatnich przyczyn wszystkie, znane dotychczas, grają niewątpliwie bardzo małą rolę przy jonizacji powietrza, i nie mają żadnego znaczenia dla zjawisk, o których niżej będzie mowa. Istotnemi są dla nas tylko źródła promieniotwórcze. Prawie wszystkie części składowe powierzchniowej warstwy skorupy ziemskiej zawierają domieszki substancyj promieniotwórczych; z ziemi dostają się więc one do powietrza. Mogą to być cząsteczki stałe, główną jednak rolę odgrywa emanacja. Bardzo doniosłe znaczenie ma tutaj *powietrze zawarte w glebie;* zawiera ono 2000 razy więcej emanacji, niż dolne warstwy atmosfery. Podczas spadku ciśnienia barometrycznego, podczas nagrzania gleby przez słońce, jak również pod wpływem wysysającego działania wiatru, powietrze zawarte

---

[1]) Piękny artykuł o promieniach kosmicznych pióra prof. St. Z i e m e c k i e g o znajdzie Czytelnik w „Mathesis Polskiej", t. VI, (1931), p. 83. (Przyp. tłum.)

w głebie wydostaje się nazewnątrz i w ten sposób podtrzymuje jonizujące działanie ciał promieniotwórczych w powietrzu. Emanacja radu przewyższa przytem ilościowo kilkakrotnie emanację toru nawet przy samej powierzchni ziemi, na wysokości zaś niewielu metrów pozostaje tylko emanacja radu, wraz z którą znajdują się w powietrzu produkty jej rozpadu — rad *A*, rad *C*, rad *D* i t. d. Na znacznej wysokości, dochodzącej do 10 i więcej kilometrów, muszą się znaleźć rad *D* oraz produkty jego dalszego rozpadu.

Istnieją przyrządy, dające możność wyznaczenia stopnia jonizacji powietrza, np. liczbę jonów, które znajdują się w jednym centym. sześcien. *Za miarę aktywności* jakiejkolwiek, wywołującej jonizację powietrza, przyczyny *przyjmujemy liczbę par różnoimiennych jonów, które pod jej wpływem powstają w ciągu jednej sekundy w jednym centymetrze sześciennym powietrza* (lub innego gazu). Taką parę jonów oznacza się zwykle przez *J*. Gdy piszemy, że aktywność lub działanie jonizujące danej przyczyny w danem miejscu wynosi 5*J*, wówczas oznacza to, że przyczyna ta wywołuje w jednej sekundzie powstanie 5 par różnoimiennych jonów w jednym centym. sześcien. powietrza. Są przyrządy, które pozwalają wyznaczyć liczbę takich faktycznie powstających *J*. Jeśli istnieje kilka jonizujących przyczyn, wtedy dalsze badania muszą doprowadzić do rozczłonkowania tej liczby na części składowe, odpowiadające różnym przyczynom. Nie będziemy się wdawali w opisy skomplikowanej konstrukcji wspomnianych przyrządów, i przejdziemy do opisu zjawisk, które doprowadziły do odkrycia promieni kosmicznych.

Już w początkach bieżącego stulecia zauważono, że powietrze zawarte *w zamkniętem ze wszystkich stron naczyniu* jest zawsze zjonizowane, choćby substancje promieniotwórcze, które mogły się w tem naczyniu znajdować, musiały były już zniknąć przedtem wskutek stopniowego rozpadu. Gdy naczynie było ze wszystkich stron otoczone grubą warstwą ołowiu, jonizacja zmniejszała się, lecz nie dochodziła do zera, niezależnie od grubości warstwy ołowianej. Wskazuje to, że jedna z przyczyn jonizacji działa zzewnątrz, przechodząc przez ścianki naczynia. Liczne badania zostały wykonane w jak najbardziej odmiennych warunkach: w miejscach otwartych, nad lądem i nad wodą, w jaskiniach, tunelach, gmachach i t. d. W ostatecznym wyniku wszystkich tych prac okazało się, co następuje. Możliwe są *cztery przyczyny*, wywołujące jonizację powietrza, zawartego w naczyniu zamkniętem.

1. Ciała promieniotwórcze, zawarte w górnych warstwach gleby, znajdującej się pod naczyniem, i wysyłające promienie gamma.

2. Ciała promieniotwórcze, znajdujące się w powietrzu, otaczającem naczynie, i również wysyłające promienie gamma.

3. Ciała promieniotwórcze, zawarte jako przypadkowa domieszka w materjale ścianek naczynia oraz w samym gazie.

4. Nieznane promienie jeszcze bardziej przenikliwe od promieni gamma. Przypuszczenie o istnieniu takich promieni powstało wtedy, gdy w naczyniu pozostawało jakieś działanie jonizujące, pomimo zastosowanai najstaranniejszych środków ostrożności, zmierzających do usunięcia działania pierwszych trzech z pośród wyżej wymienionych przyczyn.

Okazało się, że przyczyna Nr. 2 gra rolę bardzo nieznaczną, natomiast jest rzeczą bardzo trudną lub wręcz niemożliwą usunąć przyczynę Nr. 3. Główną jednak rolę odgrywa przyczyna Nr. 1, mianowicie *promieniotwórczość gleby.* Oto czemu prowadzono badania *w różnych odległościach od powierzchni ziemi,* początkowo na wysokich wieżach, a następnie *podczas wzlotów balonami.* Pierwsze obserwacje wykonane w 1910 r. nie dały wyraźnych wyników. V. F. Hess (1911 — 1913), który odbył 10 wzlotów, pierwszy odkrył, że jonizacja przy wzrastaniu wysokości początkowo się zmniejsza, wskutek absorbcji promieniowania gleby, następnie zaś ponownie rośnie w ten sposób, że na wysokości 1000 — 2000 *m.* otrzymuje się taką samą liczbę *J*, jak na powierzchni ziemi, *poczynając zaś od 3000 do 5300 m. jonizacja szybko wzrasta.* Jest rzeczą oczywistą, że zjawisko to może być wywołane jedynie dzięki oddziaływaniu, którego źródło jest ukryte bądź w wysokich warstwach atmosferycznych, bądź zewnątrz nich. Pierwszego przypuszczenia należało zaniechać. Wzloty W. K. Kolhörstera, który osiągnął wysokość 9300 *m*, dały dalsze bardzo znaczne powiększenie jonizacji. Dla ilustracji podamy liczby, które w 1927 r. dał Hess, jako przeciętne wielu obserwacyj. U powierzchni ziemi na poziomie morza cztery źródła dają w ciągu sekundy w jednym centym sześcien. powietrza następujące liczby przeciętne par jonów *J:* gleba *3J*, powietrze zewnętrzne *0,2J*, naczynie *4J*, promienie kosmiczne *1,5J*, t. j. w sumie około *9J*. Tabelka 13 (Kolhörster, 1924) wskazuje w jakim stopniu jonizacja na różnych wysokościach jest mniejsza lub większa, niż na poziomie morza; wysokość podana jest w metrach.

Liczby te wskazują wyraźnie, że w górnych warstwach atmosferycznych działają jonizująco promienie pochodzenia kosmicznego. Powstało zagadnienie, jaką rolę odgrywają promienie kosmiczne w rozmaitych zjawiskach fizycznych. Liczne prace były poświęcone zbadaniu twardości tych promieni, t. j. zdolności przechodzenia przez materję. Okazało się,

że *promienie kosmiczne są mniej więcej 10 razy twardsze od promieni gamma.* Charakterystyką twardości może być grubość pewnego dowolnego ciała, po przebyciu której promienie tracą połowę swego natężenia. Takiemi całami mogą być woda, glin, ołów i inne. Dla promieni gamma radu *C* grubość takiej warstwy wody wynosi 21 *cm.* dla promieni kosmicznych wynosi ona 310 *cm.*

TABLICA 13.

Wysokość, metry	Różnica jonizacji	Wysokość, metry	Różnica jonizacji	Wysokość, metry	Różnica jonizacji
500	—1,7*J*	3000	+ 4,2*J*	7000	+45,2*J*
1000	—1,5	4000	+ 9,1	8000	+62,5
1500	—0,4	5000	+16,2	9000	+79,0
2000	+1,0	6000	+28,2	9300	+85,0

W badaniach promieni kosmicznych gra bardzo doniosłą rolę ich *pochłanianie* przy przejściu przez materję, przeważnie *przez wodę.* Pochłanianie to może mieć dwojaką przyczynę. Możemy po pierwsze mieć *pochłanianie istotne* energji promienistej, która zużywa się na dowolną pracę, np. na uwalnianie elektronów z atomów (rozdz. VIII). Po drugie energja może być przez atomy lub cząsteczki rozpraszana we wszystkich kierunkach. Podczas przejścia promieni o bardzo krótkiej fali, jakiemi niewątpliwie są promienie kosmiczne, przez *wodę,* lub nawet *ołów, mamy* bezsprzecznie *do czynienia jedynie z rozpraszaniem promieni,* które też tłumaczy obserwowane pozorne pochłanianie. Za miarę wielkości pochłaniania przyjmujemy t. zw. *spółczynnik pochłaniania,* który oznaczamy przez f. Jest to ta nieznaczna część energji promienistej, która zostaje pochłonięta (rozproszona) przez warstwę ciała o grubości 1 *cm.* Jeżeli piszemy np., że dla promieni kosmicznych $f = 0{,}002$ na *cm,* znaczy to, że strumień tych promieni, przechodząc przez warstwę wody o grubości 1 *cm.*, traci $f = 0{,}002$ tej energji, którą miał *przy wejściu* do tej warstwy. W następnej takiej samej warstwie strumień traci 0,002 tej energji, *która w nim pozostała* i t. d. Ta definicja wielkości f nie jest matematycznie bez zarzutu, wystarczy jednak dla nas w zupełności. W związku z teorją zjawiska C o m p t o n a (rozdz. VII, § 2) można wyprowadzić dość prostą równość, która *pozwala obliczyć długość fali* (w angströmach, Å) *promieniowania kosmicznego, znając jego spółczynnik pochłaniania w dowolnym ośrodku. W przypadku wody* okazuje się, że

$$\lambda = 0{,}218 f \mathring{A}. \tag{5}$$

Mając λ, możemy na podstawie równości (2) (§ 1 tego rozdziału) obliczyć różnicę potencjałów V w *kilowoltach*, jeżeli λ jest wyrażone w jednostkach X (0,001 Å). Przypomnijmy, że jest to różnica potencjałów, którą musi przebyć elektron, aby energja jego ruchu była równa energji jednego kwantu promienia o danej długości fali λ.

Zwróćmy się do badań R. A. Millikana. W 1922 r. udało mu się wysłać balony-sondy z przyrządami samopiszącemi na wysokość 15,6 *km*. Okazało się, że jonizacja rośnie istotnie wraz ze wzrostem wysokości; wzrost ten okazał się mniejszym, niż można się było spodziewać na podstawie obserwacyj Kolhörstera, obserwacje te nie są jednakże przekonywające. W 1923 r. Millikan wykonywał doświadczenia na wierzchołku góry Pike; okazało się przytem, że promienie jonizujące miały tam mniej więcej taką samą przenikliwość, jak i promienie gamma, to też należało przypuścić, że są one pochodzenia miejscowego. W 1925 r. uczony ten wykonał interesujące doświadczenia, które wywołały niezwykłą sensację i były niewłaściwie tłumaczone, o czem wzmiankowaliśmy już wyżej. Obrał on mianowicie jezioro Muir, które znajduje się na wysokości 3500 metrów, o głębokości kilkudziesięciu metrów, powstałe z *roztopionego śniegu*, i nie zawierające wobec tego ciał promieniotwórczych, zawsze obecnych w wodzie jezior o źródłach podziemnych. Przyrządy swe Millikan zanurzał na głębokość 18 metrów. Doświadczenia te stwierdziły istnienie promieni kosmicznych, których wpływ daje się jeszcze zauważyć na głębokości 14 metrów. Atmosfera ponad jeziorem była równoważna co do swej zdolności pochłaniającej 7 *m* wody, tak więc promienie pokonywały warstwę wody o grubości 21 *m*, co odpowiada 180 *cm* ołowiu, natomiast najtwardsze promienie röntgenowskie są pochłaniane przez warstwę ołowiu o grubości 1 *cm*. Częstość drgań promieni kosmicznych przewyższa częstość promieni röntgenowskich w przybliżeniu tyleż razy, o ile częstość promieni röntgenowskich przewyższa częstość promieni widzialnych. Millikan znajduje, że nowe promienie nie są jednorodne, lecz dają widmo o rozciągłości jednej oktawy. Doświadczenia na innym jeziorze z wód śniegowych, znajdującem się na wysokości 1400 *m* dały te same wyniki. Millikan wyprowadził ze swych doświadczeń wniosek, że nowe promienie biegną w przestrzeni we wszystkich kierunkach. Następnie Millikan wykonał w 1926 r. obserwacje w Ameryce Południowej (Boliwja, jezioro Miguilla w Andach) na wysokości 4500 *m*. Otrzymano tu wyniki takie same, jak i na jeziorze

Muir, co było dowodem, że promienie kosmiczne mają na półkuli południowej te same własności, jak i na północnej. W 1927 r. Millikan ponownie wykonał doświadczenia w Kalifornji w dwóch jeziorach górskich, z przyrządami udoskonalonemi, obserwując promienie, które zostawały w zupełności pochłaniane tylko przez warstwy wody o grubości 57 *m;* odpowiada to 5 *m* ołowiu. Najmniejsza długość fali okazała się równą 0,21X co odpowiada 59 miljonom wolt. Całe widmo promieni kosmicznych rozciąga się od 0,53 do 0,21X, t. j. przez mniej więcej 1,5 oktaw. Całkowita wartość energji promieni kosmicznych, padających w ciągu 1 *sek* na *cm kw.* powierzchni atmosfery wynosi $3{,}1 . 10^{-4}$ *erg*, co stanowi dziesiątą część energji promienistej, którą otrzymujemy od wszystkich gwiazd razem wziętych.

Omówimy teraz interesujące prace L. W. Mysowskiego i L. R. Tuwima, rozpoczęte w 1925 r. i kontynuowane do tej pory. Latem 1925 r. badacze ci wyznaczali pochłanianie promieni kosmicznych przez wodę, wykonywając doświadczenia na jeziorze Onieżskiem koło Petrozawodska w odległości 500 *m* od brzegu na głębokości 10 *m* (miesiąc przed doświadczeniami Millikana na jeziorze Muir). Doświadczenia tych uczonych stwierdziły, że zdolność przenikająca promieni kosmicznych jest mniej więcej 10 razy *większa,* niż promieni gamma, t. j. spółczynnik f jest 10 razy mniejszy. Zauważmy, że przy obliczeniu f nie można brać za podstawę, iż promienie przechodzą przez warstwę wody o grubości równej głębokości pod poziomem wody, w której znajdował się przyrząd pomiarowy. Byłoby to słusznem, gdyby promienie przenikały do wody *tylko w kierunku pionowym.* W rzeczywistości jednak promienie mają wszelkie możliwe kierunki, przedostają się do wody i wchodzą do przyrządu ze wszystkich stron, przyczem grubość przebytej warstwy wody zależy od ich nachylenia do pionu. Że okoliczności tej nie można zaniedbać wynika z tego, iż obserwacje L. W. Mysowskiego i L. R. Tuwima dały dla wody $f = 0{,}0036$, gdy stosowali zwykły sposób obliczania, t. j. nie zwracali uwagi na nachylenie promieni; stosując natomiast obliczenia dokładniejsze, znaleźli oni dla wody $f = 0{,}0028$. Zauważmy, że Millikan znalazł w górnych warstwach wody $f = 0{,}0025$, zaś w najgłębszych, do których wspominani autorowie rosyjscy nie dotarli, $f = 0{,}0015$, co wskazuje na *niejednorodność promieni kosmicznych,* z których najtwardsze (o najmniejszem f) przenikają najgłębiej.

Latem 1926 r. Mysowskij i Tuwim powtórzyli swe pomiary na Morzu Czarnem koło Bałakławy, częściowo w zatoce Bałakławskiej, częściowo zaś w morzu pomiędzy półwyspem Aja i półwyspem Fiolent,

w odległości paru kilometrów od brzegu. Wyznaczyli oni tu pochłanianie w warstwie *powierzchniowej wody*, przyczem znaleźli $f = 0{,}0029$ z możliwym błędem $\pm$ 2 jednostki ostatniego znaku dziesiętnego; Millikan znalazł wartość bliską 0,0023.

Duże znaczenie ma praca Mysowskiego i Tuwima wykonana w 1926 r. koło wieży wodociągów Instytutu Politechniki w Sosnowku koło Leningradu. Jako doświadczenie wstępne zmontowali oni pionową, stosunkowo wąską rurę o średnicy 25 *cm* i wysokości 3,12 *m* wypełnioną wodą. Przyrząd pomiarowy dawał pod i nad rurą zupełnie jednakowe wskazania, co dowodziło, że ściśle pionowe promienie kosmiczne grają bardzo nieznaczną rolę, i że prawie wszystkie promienie mają kierunek nachylony do pionu. Żelazny zbiornik wodociągu znajduje się w górnej części wieży na wysokości 35 *m* nad powierzchnią ziemi; wysokość zbiornika wynosi 2,74 *m*, jego średnica 9,12*m*; poziom wody w zbiorniku 2,5 *m*. Przyrząd mógł być umieszczony nad zbiornikiem, pod nim w dowolnej od niego odległości, oraz z boku z różnych jego stron, t. j. na różnych azymutach. Doświadczenia były wykonywane jeszcze wtedy, gdy zagadnienie istnienia promieni *kosmicznych* wywoływało wątpliwości, t. j. kierunek przybywających (z góry czy z dołu) promieni nie był jeszcze całkowicie ustalony. Wyniki były następujące. *Nad zbiornikiem* przyrząd dawał jednakowe wyniki zarówno przy pustym jak i przy pełnym zbiorniku. Natomiast *pod zbiornikiem napełnienie go wodą zmniejszało wskazania przyrządu o 29%*. Doświadczenia te ostatecznie dowiodły, że źródło promieni znajduje się nad powierzchnią ziemi. Pochłanianie w wodzie okazało się takie samo, jak w jeziorze Onieżskiem. Gdy przyrząd ustawiano z boku zbiornika, od strony północnej, wschodniej, południowej czy zachodniej odeń, wówczas napełnienie zbiornika dawało jednakowe zmniejszenie wskazań przyrządu (około 11%). Dowodzi to, że azymut roli nie odgrywa, że więc promienie padają jednakowo ze wszystkich stron.

Obserwując wskazania przyrządu pod zbiornikiem w różnych odeń odległościach (do 33,4 *m*), Mysowskij i Tuwim mogli *obliczyć spółczynnik pochłaniania promieni kosmicznych w powietrzu*. Okazał się on równym 2,5 miljonowym częściom, t. j. mniej więcej 1000 razy mniejszy, niż dla wody.

Mysowskij i Tuwim poraz pierwszy zbadali wpływ ciśnienia barometrycznego na natężenie promieni kosmicznych. Uczeni ci stwierdzili, że *zwiększenie ciśnienia barometrycznego o 1 mm zmniejsza natężenie promieni kosmicznych o 0,7%*. Do tego czasu nie wprowadzo-

no do obserwacyj poprawek na wahania ciśnienia atmosferycznego, t. j. nie redukowano wszystkich obserwacyj do tego samego ciśnienia; jak widać, poprawka ta może być względnie dość znaczna. W rok później S t e i n k e potwierdził powyższe wyniki. W ścisłym związku z zagadnieniem wpływu ciśnienia atmosferycznego znajduje się sensacyjne w swoim czasie zagadnienie natężenia promieni kosmicznych, *które miało ulegać w ciągu doby wahaniom.* K o l h ö r s t e r, prowadząc badania na górze Jungfrau, znalazł mianowicie jeszcze w 1923 r. okres tego wahania, równy dobie gwiazdowej, t. j. stwierdzając przez to samo zależność promieni kosmicznych od tej części sfery niebieskiej, która znajduje się nad horyzontem. Doprowadziło to do całego szeregu przypuszczeń, że np. promienie te pochodzą od Drogi Mlecznej. M y s o w s k i j i T u w i m po raz pierwszy (1926) poddali wyniki K o l h ö r s t e r a poważnej krytyce, wskazując, że ten ostatni nie wprowadził poprawki na wahania ciśnienia atmosferycznego. Doświadczenia S t e i n k e' go (1927) nie potwierdziły wyników K o l h ö r s t e r a, natomiast B ü t t n e r w swych badaniach doszedł do tych samych wyników, co i K o l h ö r s t e r. Jednakże S t e i n k e (1928) podtrzymuje swój wynik, korzystając m. inn. z materjałów H o f f m a n n a, który w ciągu 1300 godzin zapisywał fotograficznie natężenie promieni kosmicznych; nie znalazł on przytem żadnej zgoła perjodyczności. M i l l i k a n i C a m e r o n (1928) badali wpływ położenia Drogi Mlecznej, lecz wpływu takiego *nie stwierdzili.* Obecnie jest już rzeczą niewątpliwą, że znaleziona przez K o l h ö r s t e r a zależność natężenia promieni kosmicznych od części nieba nad horyzontem nie odpowiada rzeczywistości.

W 1928 r. ukazała się obszerna praca L. W. M y s o w s k i e g o i L. R. T u w i m a, której dokładne rozpatrzenie przekracza ramy tej książki. Udało im się wyznaczyć spółczynnik pochłaniania (rozproszenia) promieni kosmicznych w *ołowiu,* dowieść istnienia wtórnych promieni kosmicznych (zjawisko C o m p t o n a, rozdz. VII, § 2), podobnych do promieni gamma, oraz wyznaczyć długość fali promieni kosmicznych, która, jak się okazuje, jest równa 0,00044 $\mathring{A} = 0{,}44\ X$. Najmniejsza znaleziona przez M i l l i k a n a (1928) długość fali, wynosi 0,1 X, taką samą wartość znalazł również S t e i n k e.

Podstawowe zagadnienie przyczyn *powstawania promieni kosmicznych,* oraz miejsc gdzie one powstają, jest przedmiotem wielu hipotez, dotychczas jednak nie można zagadnień tych uważać za rozwiązane. N e r n s t zakłada, że energja zawarta w eterze kosmicznym, może przeobrazić się w materję, t. j. elektrony i protony, przyczem powstają

atomy pierwiastków o bardzo dużych liczbach porządkowych. Odwrotnie, atomy helu i wodoru mogą ponownie przeobrazić się w „zerową" energję eteru. Nernst przypuszcza, że takie ultra-promieniotwórcze pierwiastki, emitujące promienie ultra-gamma, mogą powstawać zwłaszcza w Drodze Mlecznej, gdzie znajdują się słabo świecące mgławice kosmiczne oraz „młode" gwiazdy. W rozdz. IV, § 6, widzieliśmy, że przy powstawaniu jednego atomu helu z 4 atomów wodoru, ściślej — z 4 protonów, wyzwala się stosunkowo olbrzymia ilość energji. Gdyby cała ta energja uległa przemianie w jeden kwant energji promienistej $\varepsilon = h\nu$, gdzie h jest stałą Plancka [(rozdz. VII, § 1, równ. (2)], a ν — odpowiadająca według teorji *falowej* temu kwantowi częstość drgań, wtedy łatwo obliczyć ν, a zatem i długość fali. Jest ona właśnie równa $\lambda = 0{,}4\ X$, t. j. długości fali promieni kosmicznych. Jednakże jest rzeczą wątpliwą, czy pogląd o powstawaniu promieni kosmicznych w miejscach, gdzie tworzy się hel z wodoru, może być przyjęty, ponieważ zarówno Millikan jak i Steinke obserwowali promienie, dla których $\lambda = 0{,}1 X$. Przypuszczano też, że jeden kwant promienia kosmicznego powstaje tam, gdzie znika jeden proton. Jednakże obliczenia wskazują, że kwant taki musiałby zawierać jeszcze 5 razy większą ilość energji, niż kwant, dla którego $\lambda = 0{,}1\ X$. Nie będziemy się zatrzymywali na hipotezach C. T. R. Wilsona (1925) i A. S. Eddingtona (1927), których nie można również uważać za zadawalające rozwiązanie zagadnienia pochłaniania promieni kosmicznych. Zauważmy, że niektórzy uczeni mniemają, iż źródłem nowych promieni jest Słońce, które wysyła strumienie elektronów o prędkości bardzo bliskiej prędkości światła; elektrony miałyby właśnie być źródłem nowego promieniowania.

W 1929 r. ukazał się komunikat Bothe'go i Kolhörstera, w którym uczeni ci utrzymują, że promienie kosmiczne mają charakter *korpuskularny*.[1])

---

[1]) Zagadnieniu wzrostu promieniowania kosmicznego na wyżynach poświęcony był sensacyjny lot fizyka belgijskiego Piccard'a zamkniętym balonem na wysokość 16.000 m. w maju 1931 r. (Przyp. tłum.)

ROZDZIAŁ XIII.

HEL CIEKŁY I STAŁY. NADPRZEWODNIKI.

§ 1. Hel ciekły i stały.

W chwili obecnej udało się skroplić a następnie zestalić wszystkie ciała, które w zwykłych warunkach temperatury i ciśnienia są w stanie gazowym. Amoniak i dwutlenek siarki zostały skroplone jeszcze w początkach XIX w. Następnie Faraday w dwu serjach swych prac (1823 i 1845) skroplił wiele różnych gazów. Do 1877 r. zostały więc skroplone wszystkie znane gazy, prócz *wodoru, azotu, tlenu, gazu błotnego* (który składa się z jednego atomu węgla i 4 atomów wodoru), *tlenku azotu i tlenku węgla.* Te 6 gazów w ciągu dłuższego czasu zwano „trwałemi"; termin ten porzucono, gdy udało się je skroplić. *Hel* nie był jeszcze wówczas znany na Ziemi, chociaż o jego obecności na Słońcu świadczyły obserwacje widmowe.

Skroplenie gazów „trwałych" stało się możliwem dopiero wtedy, gdy powstało pojęcie *temperatury krytycznej.* Każde ciało ma swoją określoną charakterystyczną dlań temperaturę, powyżej której może istnieć tylko w stanie gazowym, t. j. nie przekształca się w ciecz przy największem nawet ciśnieniu; temperatura ta nosi nazwę krytycznej. Jest rzeczą zrozumiałą, że nie mówimy tu o ciałach, które ulegają rozkładowi podczas ogrzania. Z tego wynika, że *gaz może być skroplony tylko wtedy, gdy jego temperatura jest niższa od krytycznej.* Gazy „trwałe" wydawały się takiemi jedynie z tego powodu, że usiłowano je skroplić bez uprzedniego należytego ochłodzenia. Podajemy tu wartości temperatury krytycznej dla różnych ciał: rtęć około 1470^0, woda około 370^0, alkohol 244^0, dwutlenek siarki 155^0, chlor 146^0, amoniak 130^0, dwutlenek węgla 31^0, ksenon $16{,}6^0$, krypton $-62{,}5^0$, metan $-81{,}8^0$, tlenek azotu $-92{,}9^0$, tlen $-118{,}8^0$, argon $-122{,}4^0$, tlenek węgla -141^0, azot -146^0, neon $-228{,}7^0$, wodór -242^0, hel -268^0. Temperatury są podane w skali Celsiusza. Jeśli wprowadzić *temperatury bezwzględne*, liczone od -273^0

(ściślej —273,1°), wówczas okaże się, że temperatura krytyczna wodoru znajduje się przy 31° bezwzgl., *a helu — przy 5° bezwzgl.* Tak więc, aby wodór skroplić, należy go uprzednio ochłodzić poniżej — 242° C, a hel niżej —268° C = 5° bezwzgl., następnie zaś poddać ciśnieniu. W ostatnim ćwierćwieczu XIX w. wszystkie gazy prócz helu zostały skroplone, skroplenie zaś helu osiągnął po raz pierwszy H. Kamerlingh-Onnes 10 lipca 1908 r. Wszystkie skroplone gazy udało się następnie *zestalić* z wyjątkiem helu, którego zestalenie zostało osiągnięte w 1926 r. (p. niżej).

Uczony holenderski H. Kamerlingh-Onnes zorganizował w Leydzie (Holandja) *laboratorjum niskich temperatur* (kryogeniczne). To wspaniałe co do rozmiarów i wykonywanych w nim prac laboratorjum było do niedawna jedynem w świecie. Kamerlingh-Onnes i jego liczni uczniowie wykonali tu ogromną liczbę najbardziej zadziwiających badań i stworzyli nową *fizykę temperatur „helu"*, t. j. przypadających poniżej 5° bezwzgl. Począwszy od 1924 r. dyrektorami laboratorjum są W. H. Keesom i W. J. de Haas. Kamerlingh-Onnes zmarł w lutym 1926 r.

Laboratorjum kryogeniczne w Leydzie było, jak wspomnieliśmy, jedynem w świecie aż do 1923 r., kiedy to w Ameryce Północnej (Toronto, Kanada) również zorganizowano tego rodzaju laboratorjum. Pomocą w pracy tego zakładu są bogate źródła helu, znalezione w Kanadzie oraz w różnych miejscowościach Stanów Zjednoczonych Ameryki Północnej. Dyrektorem nowego zakładu jest Mac Lennan, któremu po raz pierwszy w 1923 r., udało się otrzymać skroplony hel poza Leydą. Następnie w 1925 r. otrzymał skroplony hel W. Meissner w Berlinie. Meissner'owi nie udało się sprowadzić helu z Ameryki, ponieważ wywóz jest wzbroniony, jedynie Kamerlingh-Onnes otrzymał w podarunku dużą jego ilość. Meissner skomplikowaną i uciążliwą pracą uzyskiwał czysty hel z mieszaniny neonu i helu, którą otrzymuje się jako resztę przy wytwarzaniu tlenu z powietrza.

Nie mamy możności wymienić wszystkich zagadnień rozsianych w najrozmaitszych dziedzinach fizyki, których dotyczą prace laboratorjum w Leydzie. Główniejszemi z nich są: zbadanie zależności objętości różnych gazów od ciśnienia i temperatury, własności magnetyczne ciał, przewodnictwo elektryczne; te trzy kierunki można uważać za główne przy tworzeniu fizyki niskich temperatur. Następnie: zjawiska termoelektryczne, fosforescencja, tarcie wewnętrzne gazów skroplonych i nieskroplonych, ciepło właściwe, przewodnictwo cieplne, zjawiska promienio-

twórcze, podwójne załamanie magnetyczne światła, rozproszenie promieni röntgenowskich i t. d. Jedno z najbardziej zadziwiających zjawisk, nadprzewodnictwo, rozpatrzymy niżej. Zatrzymamy się chwilowo na trzech zagadnieniach, dotyczących najniższej osiągniętej temperatury, gęstości ciekłego helu i jego zestalaniu.

Ciekły hel wrze pod ciśnieniem atmosferycznem w temperaturze 4,29 bezwzgl. (—268,8° C). Gdy hel intensywnie paruje (ma to miejsce, gdy wypompowujemy możliwie prędko tworzącą się nad nim parę), to temperatura obniża się jeszcze bardziej. Kamerlingh - Onnes w 1922 r. stosował nadzwyczaj intensywne odparowywanie pary ciekłego helu w bardzo skomplikowanym przyrządzie, przyczem hel wrzał już przy nieznacznem ciśnieniu 0,013 *mm* słupa rtęci. Badacz ten w dowcipny sposób obliczał temperaturę wrzącego pod tym ciśnieniem ciekłego helu i *znajduje liczbę 0,9° bezwzgl. (—272,2°). Jest to najniższa dotychczas osiągnięta temperatura, która oddalone jest mniej niż o jeden stopień (skali Celsiusza) od bezwzględnego zera temperatur!*

Przy obniżaniu temperatury objętość ciał maleje, t. j. gęstość ich rośnie. Wiadomo, że zachowanie się *wody* jest pod tym względem wyjątkowe. Przy ochładzaniu do 4°C gęstość jej rośnie; przy dalszem ochładzaniu od 4°C do 0° gęstość jej ponownie maleje, woda się rozszerza. Rozszerzenie to jest bardzo małe, wynosi ogółem 0,0001 całej objętości; jest ono znikomo małe w stosunku do nagłego znacznego rozszerzania się wody w chwili jej zamarzania w 0°. Rozszerzenie to stanowi mniej więcej *jedną dziesiątą* całej objętości; jest ono 1000 razy większe od rozszerzenia wody od 4° C do 0°. Tak więc *woda ma maximum gęstości przy 4° C*. Jeszcze w 1911 r. Kamerlingh-Onnes ogłosił, że ciekły hel ma dla pewnej temperatury maksimum gęstości, a w 1924 r. zbadał to zjawisko bardzo starannie. Zaznaczmy, że gęstość ciekłego helu jest mniej więcej siedem razy mniejsza od gęstości wody. Podajemy tu liczby znalezione przez Kamerlingh-Onnes'a oraz wykres graficzny zależności gęstości ciekłego helu od temperatury. Ograniczamy się do dwu krańcowych liczb oraz tej, która odpowiada maximum gęstości. T jest temperaturą bezwzględną, d oznacza gęstość ciekłego helu w stosunku do *gazowego*, który jest w temperaturze 0° i ciśnieniu 760 *mm* rtęci; D zaś jest gęstością ciekłego helu w stosunku do wody przy 4° C, tak np. $D = 0{,}0001787\ d$.

$T =$	4,22°	2,29°	1,20°	bezwzgl.
$d =$	697,7	818,2	812,4	
$D =$	0,1249	0,1462	0,1452	

Maximum gęstości ciekłego helu znajduje się przy 2,29⁰ temperatury bezwzględnej, t. j. przy —270,8⁰ C. Na fig. 20 mamy podane wyniki tych pomiarów. Na osi poziomej odłożone są temperatury bezwzględne, na pionowej zaś — gęstości *d*. Część znajdująca się koło maximum i wyodrębniona punktowanym prostokątem, w powiększeniu podano w środku wykresu. Poniżej 2,29⁰ gęstość maleje i około 1,5⁰ bezwzgl. staje się prawdopodobnie stałą. Względne zmniejszenie gęstości stanowi

$$\frac{0{,}1462 - 0{,}1452}{0{,}1462} = \frac{1}{145}$$

Kamerlingh-Onnes znalazł, że ciekły hel nie zestala się przy 0,9⁰ bezwzgl.; ciecz nie była przytem poddawana silnemu ciśnieniu. W parę miesięcy po śmierci tego uczonego (luty 1926 r.) jeden z jego następców,

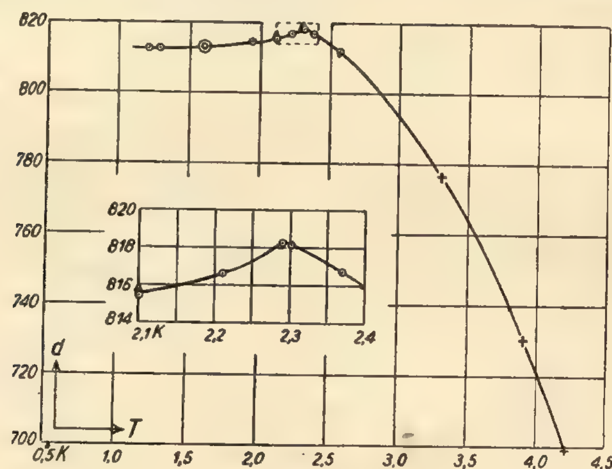


Fig. 20.

H. Keesom, *otrzymał hel w stanie stałym* (25. czerwca 1926 r.). Część przyrządu, w którym hel uległ zestaleniu, miała następującą budowę. Dwie pionowe równolegle ustawione rurki z nowego srebra są u dołu połączone cienką rurką mosiężną. Ta ostatnia oraz dolne części dwu wspomnianych rurek są zanurzone do ciekłego helu, wrzącego pod ciśnieniem, które można było zmniejszać do 0,57 *mm*, tem samem więc zmniejszać temperaturę ciekłego helu do 1,9⁰ bezwzgl. Do jednej z dwu rurek można było wtłoczyć hel pod silnem ciśnieniem; hel ulegał skraplaniu w rurce oraz w dolnych częściach dwu rurek, w których ciśnienie było jednakowe. Gdy przy danej temperaturze zwiększano ciśnienie w rurkach, to dla okre-

ślonego ciśnienia helu, napompowanego do jednej z rurek, *ciśnienie w drugiej przestawało wzrastać.* Wskazywało to, że w części łączącej obie rurki tworzył się *hel stały.* Zmieniając temperaturę zewnętrznego ciekłego helu, można było wyznaczyć odpowiednie ciśnienie, dla którego następuje zestalanie helu z dokładnością do kilku dziesiątych części atmosfery. Podajemy tu tabelkę, którą daje Keesom. W pierwszej kolumnie dane jest ciśnienie (w *mm* słupa rtęci), pod którem znajdował się *zewnętrzny* ciekły hel; w drugiej kolumnie — jego temperaturę, równą temperaturze rurki łączącej; w trzeciej kolumnie — ciśnienie (w atmosferach) wewnątrz rurki, przy którem hel się zestalał.

TABLICA 14.

Ciśnienie zewn. ciekłego helu	Temperatura	Ciśnienie zestalania
770,9 mm	4,21° bezwgl.	140,5 atm.
400,3	3,61	108,8
200,1	3,12	81,5
99,4	2,72	62,8
50,2	2,40	48,6
20,0	2,04	35,7
11,0	1,83	29,8
5,7	1,60	27,4
2,4	1,42	26,5
0,57	1,19	25,3

W temperaturze powyżej 5° bezwzgl., ciekły hel, jak mówiliśmy, istnieć nie może; lecz przy 4,21° bezwzgl. może się już otrzymać hel *stały,* jednak tylko pod ciśnieniem 140,5 atmosfer. W temperaturze 1,19° bezwzgl. zestalanie się helu odbywa się już pod ciśnieniem 25,3 atm.

Drugie doświadczenie zostało wykonane 1. lipca 1926 r. Hel był ochładzany i ściskany w szklanej u dołu zamkniętej pionowej rurce, zawierającej żelazny pręcik, który można było przesuwać w górę i w dół zapomocą magnesu. W pewnych określonych warunkach, odpowiadających przytoczonej tabelce, pręcik stawał się nieruchomym, będąc zatrzymany w stałym helu. Hel zestalony jest zupełnie przezroczysty, a spółczynnik załamania światła jest w nim taki sam, jak i w ciekłym, wskutek czego

granica między ciekłym i stałym helem jest dla oka niedostrzegalna. Zresztą, gdy do cieczy dostały się pyłki, Keesom zauważył twardą masę, która pod wpływem uderzeń żelaznego pręcika przesuwała się o parę milimetrów.

W chwili obecnej wszystkie gazy zostały więc skroplone i zestalone.

§ 2. Nadprzewodniki. Zjawiska zasadnicze.

Przejdziemy obecnie do rozpatrzenia jednego z najbardziej zadziwiających odkryć Kamerlingh-Onnes'a, wykonanych w laboratorjum kryogenicznem w Leydzie. Zagadnienie to dotyczy *przewodnictwa elektrycznego metali w temperaturach poniżej 5⁰ bezwzgl. (—268,1⁰ C)*, wzgl. wielkości odwrotnej — oporu elektrycznego. Oznaczmy przewodnictwo elektryczne literą s. Wiadomo oddawna, że przewodnictwo metali s *rośnie* wraz z obniżeniem temperatury. Gdy wynaleziono sposoby otrzymywania ciekłego powietrza (około —192⁰ C) i ciekłego wodoru (około —253⁰ C), zaczęto mierzyć przewodnictwa w odpowiednio niskich temperaturach. Doświadczenia Dewara i Fleminga (1892, 1893) doprowadziły do wniosku, że s w dalszym ciągu maleje aż do —222⁰. Jednakże szereg dalszych prac zdawał się przeczyć temu wnioskowi. W. Thomson (Lord Kelvin) był zdania, że przewodnictwo s musi mieć maximum dla pewnej temperatury, przy dalszem zaś ochładzaniu musi ponownie się zmniejszać, dążąc do wielkości nieskończenie małych przy zbliżaniu się do 0⁰ bezwzgl. Oznaczałoby to, że w 0⁰ bezwzgl. ciała stają się nieprzewodnikami elektryczności. Pewne badania nad krzemem, tytanem i cyrkonem zdawały się potwierdzać istnienie maximum przewodnictwa.

Osiągnąwszy skroplenie helu Kamerlingh-Onnes rozpoczął badania przewodnictwa elektrycznego w temperaturach poniżej 5⁰ bezwzgl. Pierwsze pomiary z 1911 r. były wykonane z drucikiem z czystej *platyny* o grubości 0,1 *mm*. Wyniki były zupełnie niespodziewane. Podajemy je w poniższej tabelce, w której znajdują się również liczby, odnoszące się do 0⁰ C. i dwu temperatur ciekłego wodoru; w ostatniej kolumnie podane są wartości stosunku *oporu* W dla danej temperatury bezwzględnej do oporu W_0 w temperaturze 0⁰ C.

Temperatura bezwzględna		W/W_0
273^0	bezwzgl. (0^0 C)	1
$20,2^0$	ciekły wodór	0,0171
$14,2^0$	ciekły wodór	0,0135
$4,3^0$	ciekły hel	0,0119
$2,3^0$	ciekły hel	0,0119
$1,5^0$	ciekły hel	0,0119

Okazało się, że *opór* platyny zmniejsza się nieznacznie przy przejściu od $14,2^0$ bezwzgl. do $4,3^0$ bezwzgl., przy dalszem zaś obniżaniu temperatury pozostaje niezmiennym. Nie odpowiada to zupełnie przytoczonym poglądom Kelvina. Nie może więc tu być mowy ani o minimum oporu, ani też o jego wzrastaniu do nieskończoności. Kamerlingh-Onnes doszedł wtedy do przekonania, że pewna resztka oporu dla najniższych temperatur spowodowana jest obecnością domieszek w metalu, i że opór zupełnie czystych metali musi przy zbliżaniu się do 0^0 bezwzgl. dążyć do zera, nie zaś do nieskończoności. Doświadczenia ze złotym drucikiem (1911) potwierdziły, że ów opór resztkowy maleje wraz z ilością domieszek.

Ponieważ bardzo trudno otrzymać druciki z metali zupełnie czystych, Kamerlingh-Onnes rozpoczął badania z rtęcią, którą łatwo uzyskać w stanie czystym. W rurce szklanej udało mu się sporządzić drucik rtęciowy, którego opór przy 0^0 wynosił 172,7 omów. W 1911 r. zakomunikował on po raz pierwszy o nowem wielkiem odkryciu, które polega na dwu faktach następujących: 1. *Opór czystej rtęci staje się dla temperatur „helu" (poniżej 5^0 bezwzgl.) niezmiernie małym.* Dla tego stanu ciała Kamerlingh-Onnes wprowadził nazwę *„nadprzewodnictwo"*; ciało staje się *„nadprzewodnikiem"*. 2. *Nadprzewodnictwo rtęci zostaje osiągnięte przy $4,2^0$ bezwzgl. nagłym skokiem od łatwo mierzalnej wielkości oporu do niezmiernie małej.* Tę temperaturę nazwiemy *„temperaturą skoku"*. Na fig. 21, do której jeszcze zresztą wrócimy, linja *Hg* dotyczy rtęci; mamy tu na dolnej linji poziomej temperatury bezwzględne (od 0^0 do 8^0 bezwzgl.); w kierunku pionowym zaś — stosunki oporu W do oporu W_0 przy 0^0 *C*, począwszy od $W/W_0 = 0,002$. Widzimy, że nieco ponad $4,2^0$ bezwzgl. wartość W/W_0 wynosi 0,0016 (punkt przegięcia krzywej), zaś nieco niżej wartość ta staje się niezmiernie mała.

W 1913 r. Kamerlingh-Onnes doniósł o *trzeciem* nie mniej zadziwiającem odkryciu: 3) Jeżeli powiększać stopniowo natężenie prądu, który przechodzi przez nadprzewodnik, to okazuje się, że *dla każdego dru-*

cika przy wszelkiej temperaturze istnieje określone graniczne natężenie prądu, powyżej którego następuje nagłe ogrzanie drucika, i ciało przestaje być nadprzewodnikiem. Poniżej tej granicy nie mamy żadnego ogrzania, ponieważ opór drucika jest równy zeru lub prawie zeru, a różnica potencjałów na końcach drucika rtęciowego jest niezmiernie mała. W pewnych wypadkach można było przepuścić prąd o natężeniu 1200 amperów, gdyby go brać na 1 *mm kw.* przekroju, drucik jednak nie ulegał przytem ogrzaniu. Drucik miał przekrój 0,005 *mm kw.*, faktycznie więc prąd wynosił 6 amperów! Tak więc i tutaj mamy do czynienia z jakimś skokiem. Powyżej temperatury skoku prawo Ohma jest ściśle zachowane. Okazało się następnie, że *graniczne natężenie prądu jest tem większe, im niższa jest temperatura,* t. j. im dalej się ona znajduje od temperatury skoku $4{,}2^0$ bezwzgl. Inne interesujące odkrycie polega na następującem: *im większe jest natężenie prądu J, który przechodzi przez rtęć, tem niższa jest temperatura skoku;* jasną jest rzeczą, że J musi być mniejsze od granicznego natężenia prądu, dla którego nadprzewodnictwo zanika. Tak więc dla drucika rtęciowego o przekroju 0,003 *mm kw.* okazało się, że przy natężeniu prądu wynoszącem 0,0044 ampera temperatura skoku musi równać się $4{,}2^0$ bezwzgl., natomiast przy $J = 0{,}4$ amperów uległa ona obniżeniu do $3{,}99^0$ bezwzgl.

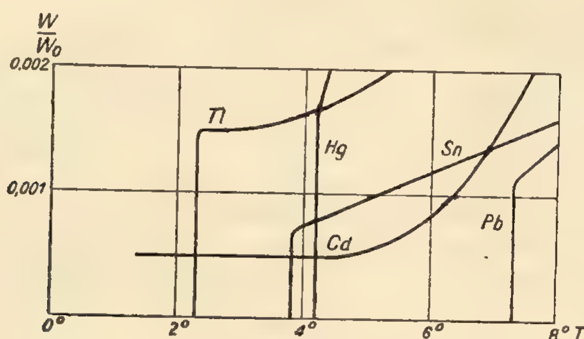


Fig. 21.

Jeżeli *rozpuścić w rtęci złoto lub kadm,* to jej zdolność okazywania nadprzewodnictwa nie zanika. W 1923 r. Kamerlingh-Onnes *odkrył, że cyna i ołów mogą również stać się nadprzewodnikami.* Temperatura skoku przypada dla cyny niżej, niż dla rtęci, a mianowicie przy $3{,}5^0$ bezwzgl. *Ołów okazał się nadprzewodnikiem dla wszystkich temperatur „helowych“.* Oznacza to, że temperatura jego skoku znajduje się powyżej temperatury krytycznej helu (5^0 bezwzgl.). Kamerlingh-

O n n e s mniema, że skok znajduje się dla ołowiu powyżej 7^0 bezwzgl. Na fig. 21 podana jest krzywa *Sn* dla cyny; mamy tam również krzywą *Pb* dla ołowiu, lecz tylko przypuszczalną. *Żelazo* i *miedź* nie stają się nadprzewodnikami, lecz ich opór przybiera wartość stałą, t. j. niezależną od temperatury. Pierwsze doświadczenia z kadmem dały rezultat podobny; widzimy go na krzywej *Cd*, fig. 21. Wywołał on później wątpliwości, lecz przez pewien czas wydawało się, że kadm może również być nadprzewodnikiem. Dalsze doświadczenia nie potwierdziły tego wyniku; sprawa kadmu nie jest jeszcze dotychczas wyraźnie rozstrzygnięta. Z dalszych później zbadanych ciał *okazały się nadprzewodnikami tal, ind i rad G (izotop ołowiu).* Skok temperatury talu znajduje się przy $2{,}3^0$ bezwzgl., indu przy $3{,}4^0$ bezwzgl., radu G przy tej samej temperaturze, co i zwykłego ołowiu, t. j. około $7{,}3^0$ bezwzgl. Na fig. 21 mamy krzywą *Tl* dla talu; krzywa dla indu nie jest tam podana. *Amalgamowana wstążka cynowa* okazała się również nadprzewodnikiem; ciekawe, że temperatura skoku równa się w tym przypadku $4{,}29^0$ bezwzgl., t. j. jest nieco wyższa od temperatury skoku części składowych (cyna — $3{,}8^0$, rtęć — $4{,}2^0$). W 1924 r. K a m e r l i n g h - O n n e s stwierdził, że wszystkie zbadane *stopy cyny i ołowiu* stają się nadprzewodnikami mniej więcej przy tej samej temperaturze, co i czysty ołów.

Drucik ołowiany poddawano rozciąganiu. W temperaturach powyżej temperatury skoku opór drucika podczas rozciągania wzrastał. Zupełnie niespodziewanie stwierdzono, że *temperatura skoku rośnie przy rozciąganiu drucika.*

§ 3. Nadprzewodniki. Dalsze badania.

W dalszych badaniach nadprzewodników K a m e r l i n g h - O n n e s dokonał szeregu ważnych odkryć. Pierwsze dotyczy *wpływu pola magnetycznego na nadprzewodnictwo.* Przypomnijmy, że natężenie pola magnetycznego mierzy się jednostką, która nosi nazwę „*gaussa*". Składowa pozioma natężenia pola magnetycznego ziemskiego, która wywołuje obrót zwykłej strzałki magnetycznej, wynosi w naszych krajach mniej więcej 0,15 gaussa. Parę tysięcy gaussów jest już dość znacznem natężeniem pola magnetycznego. Zapomocą elektromagnesów można sztucznie otrzymywać pola o natężeniu dziesiątków tysięcy gaussów. Wiadomo oddawna, że pole magnetyczne *powiększa* opór elektryczny pewnych przewodników. Szczególnie silne jest działanie pola magnetycznego na ciała ferromagnetyczne (żelazo, nikiel i kobalt) jak również na bizmut i antymon. Dla innych metali wpływ pola magnetycznego ma również miejsce, jest jednak w tem-

peraturze pokojowej bardzo mały, jak widać z pierwszego wiersza nieco dalej podanej tabelki.

Już w 1912 r. Kamerlingh-Onnes rozpoczął pomiary oporu metali w polu magnetycznem o natężeniu 10000 do 11000 gaussów przy niskich temperaturach, leżących jednak powyżej temperatur helowych. W następującej tabelce mamy liczby dla sześciu metali, które okazują wpływ pola magnetycznego w dwu temperaturach: 20^0 C i 20,3^0 bezwzgl. (ciekły wodór), przyczem opór bez pola magnetycznego dla obu temperatur i dla wszystkich metali przyjęto za jednostkę.

	Złoto	Miedź	Pallad	Ołów	Cyna	Kadm
20^0 C	1,00003	1,000039	1,00001	1,000005	1,0002	1,0003
20,3^0 bezwzgl.	1,017	1,14	1,0015	1,0062	1,12	1,50 ⊥ 1,40 ‖

Dla kadmu w 20,3^0 bezwzgl. podano liczby, które odnoszą się do dwu wypadków, mianowicie, gdy linje sił pola magnetycznego są prostopadłe (⊥) do drucika, i gdy są do niego rów). Widzimy, że w zwykłej temperaturze (20^0 C) wpływ silnego pola 10000 gaussów jest bardzo nieznaczny: zmiana oporu wyraża się w czwartym, piątym lub nawet szóstym znaku dziesiętnym. W temperaturze ciekłego wodoru zmiana wyraża się już w pierwszym, drugim lub trzecim znaku dziesiętnym, dochodząc dla kadmu do 50%.

W początkach 1914 r. Kamerlingh-Onnes znalazł następujące zadziwiające zjawisko, które dotyczy wpływu pola magnetycznego na ołów i cynę, znajdujące się w stanie nadprzewodnictwa: przy stopniowem powiększaniu natężenia pola magnetycznego *obserwuje się nagłe zwiększenie oporu, t. j. zanik nadprzewodnictwa dla pewnego określonego natężenia pola magnetycznego*, które można nazwać *granicznem natężeniem pola*. Tak więc pole magnetyczne ma taki sam wpływ na nadprzewodnictwo, jak ogrzanie. Dla *ołowiu* (skok przy 7,3^0 bezwzgl.) *pole graniczne wynosi* około 600 gaussów. Pole to zależy od temperatury, w której się nadprzewodnik znajduje; im temperatura jest niższa, tem większe jest graniczne pole magnetyczne, konieczne dla znikania nadprzewodnictwa, co zresztą można było przewidzieć. Dla *cyny* pole graniczne jest o wiele niższe, niż dla ołowiu. Cyna staje się nadprzewodnikiem w 3,8^0 bezwzgl. Gdy znajduje się ona w temperaturze 2^0 bezwzgl., to pole o natężeniu 200 gaussów wystarcza, aby nadprzewodnictwo znikło.

Pozostaje jeszcze do rozpatrzenia zadziwiające doświadczenie, które wykonał Kamerlingh-Onnes w 1914 r. i które wywołało bodaj

większą sensację, niż odkrycie nadprzewodnictwa. Doświadczenie to nie wniosło w istocie nic nowego do zasadniczego faktu naprzewodnictwa; uwypukliło ono jedynie w sposób szczególnie obrazowy istnienie tego zjawiska; jednakże doświadczenie to samo przez się polegało na powstawaniu takiego zjawiska, którego przed 1914 r. nikt nie uważałby za możliwe, ponieważ przeczyło ono zanadto naszym zwykłym zakorzenionym wyobrażeniom o warunkach, w których może istnieć prąd elektryczny. Wiadomem było, czy też zdawało się rzeczą pewną, że prąd może płynąć w obwodzie tylko w wypadku, gdy istnieje siła elektrobodźcza, która podtrzymuje istnienie prądu — np., gdy w obwodzie znajduje się baterja ogniw elektrycznych, ogniwo termoelektryczne, gdy działa indukcja, np. w dynamomaszynie. Gdy siła elektrobodźca przestaje działać, to natężenie prądu zwykle bardzo szybko maleje do zera, tak że czas jego zanikania mierzy się bardzo małemi ułamkami sekundy. Czas, w którym natężenie prądu maleje do 0,36788 (liczba ta równa się 1 : e, gdzie e = 2,71828..., tak zw. podstawa logarytmów naturalnych) swej pierwotnej wartości, nosi nazwę *czasu relaksacji.*

Kamerlingh-Onnes zanurzył drucik ołowiany do ciekłego helu; był on nawinięty na cylinder mosiężny o przekroju 8 *cm kw.* i długości 1,1 *cm.* Przekrój drucika wynosił 1/70 *mm kw.* liczba nawinięć — 10000; grubość warstwy drutu 1,1 *cm.* Końce drutu były ze sobą spojone, tak że tworzył on obwód zamknięty. W temperaturze pokojowej opór drucika wynosił 734 omów. Z danych tych można obliczyć czas relaksacji dla nawiniętego drucika w temperaturze pokojowej; *wynosi on* 1/70000 *sekundy.* Po upływie 1/10000 *sek.* po zniknięciu działania siły elektrobodźczej można uważać prąd praktycznie za równy zeru. Czas relaksacji jest odwrotnie proporcjonalny do oporu drucika, jeżeli dane są jego wymiary i postać geometryczna. Przy 1,8^0 bezwzgl. drucik ma opór, który według przybliżonego rachunku jest conajmniej 20.000 miljonów razy mniejszy od oporu w temperaturze pokojowej. Stąd wynika, że *czas relaksacji* tego *ołowianego drucika w 1,8^0 bezwzgl. musi wynosić conajmniej 24 godzin!* Jeżeli w takim druciku wywołać prąd elektryczny, a następnie usunąć działanie siły elektrodźczej, to *prąd będzie płynął w obwodzie, choć niema już w nim siły elektrobodźczej.* Spadek natężenia tego prądu musi odbywać się bardzo powoli, w ciągu *kilku dni.* Prąd, który płynie nieprzerwanie w obwodzie zamkniętym, gdzie niema podtrzymującej go siły elektrobodźczej, zgoła nie odpowiada zwykłym naszym wyobrażeniom. Tymczasem jednak niema w tem zjawisku nic isotnie nowego; jest

ono konsekwencją nadprzewodnictwa, t. j. prawie zupełnego zaniku oporu elektrycznego drucika.

Doświadczenie było wykonane w sposób następujący. Opisana zamknięta cewka ołowiana znajdowała się w przyrządzie (kryostacie) widocznym na fig. 22, który nie zawierał początkowo ciekłego helu. Cewkę widzimy u dołu na dolnym końcu pręta: zwoje jej są prostopadłe do płaszczyzny rysunku. Z prawej strony podany jest oddzielnie schemat cewki obróconej o 90^0 w ten sposób, że spiralne nawinięcia znajdują się w płaszczyźnie rysunku. Przyrząd znajduje się między biegunami elektromagnesu, widocznego również na rysunku. Linje sił pola magnetycznego są poziome i *przechodzą przez zwoje cewki*, co, jak wiadomo, jest warunkiem powstawania prądu indukcyjnego w cewce podczas zmiany natężenia pola magnetycznego; jeżeli obrócić cewkę o 90^0 do położenia, wskazanego obok, to linje sił będą równoległe do zwojów drucika, i prąd nie będzie indukowany. W nieobecności ciekłego helu wzbudzano w przyrządzie pole magnetyczne 400 gaussów, poczem ciekły hel przelano zapomocą syfonu do przyrządu, drucik stawał się więc wtedy nadprzewodnikiem. Następnie w ciągu 10 *sek* pole zmniejszało się do 200 gaussów i wreszcie magnes usuwano, na co trzeba było 3 *sek.* Wskutek zaniku pola magnetycznego *powstawał w cewce prąd indukcyjny, który następnie nie znikał, lecz trwał w ciągu dłuższego czasu.* Obecność tego prądu wykrywano dzięki jego oddziaływaniu na maleńką igłę magnetyczną umieszczoną obok przyrządu. Nie można było tą metodą dokładnie zmierzyć natężenia prądu w cewce, w przybliżeniu jednak musiało ono wynosić 0,6 amperów, t. j. mniej od prądu granicznego (§ 2), 0,8 amp., który spowodowałby zanik nadprzewodnictwa. Pole magnetyczne było również mniejsze od pola granicznego (§ 2), które niszczy nadprzewodnictwo. Zjawisko nie powstawało, gdy 1^0 płaszczyzna zwojów cewki była równoległa do linij sił pola magnetycznego; 2^0 gdy pole magnetyczne lub natężenie indukowanego prądu przewyższały wartości graniczne; 3^0 gdy cewka znajdowała się zewnątrz ciekłego helu, a więc temperatura jej była wyższa od temperatury skoku.



Fig. 22

W dalszym ciągu udoskonalono pomiar natężenia prądu indukowanego zapomocą strzałki magnetycznej w ten sposób, że dokładność sięgała 2%. Doświadczenia te dowiodły, że *natężenie prądu zmniejsza się w ciągu jednej godziny mniej, niż o 1%*; stąd wynika, *że czas relaksacji przekraczał 4 doby, gdy tymczasem w zwykłej temperaturze wynosi on 1/70000 sek.*

Kamerlingh-Onnes wykonał jeszcze jedno interesujące doświadczenie, istotę którego łatwo zrozumieć ze schematycznego rysunku na fig. 23. Końce ołowianego drucika zostały stopione ze sobą w ten sposób, że zapomocą haczyka oraz długiego cienkiego pręta, którego górny koniec znajdował się zewnątrz przyrządu, można było drucik w punkcie spojenia rozerwać; punkty *A* i *B* są połączone z galwanometrem. W chwili rozerwania drucika prąd indukcyjny w cewce był zamknięty przez galwanometr *w którym otrzymywano istotnie krótkotrwałe odchylenia.* Prąd oczywiście znikał bardzo prędko, ponieważ w obwód włączony był zwykły opór. Sądząc z wielkości odchylenia galwanometru, można było wywnioskować, że natężenie prądu w cewce wynosi 0,3 ampera. Doświadczenie to obrazowo dowodzi, że w nadprzewodzącym druciku płynął prąd elektryczny, wywołany zniknięciem zewnętrznego pola magnetycznego.

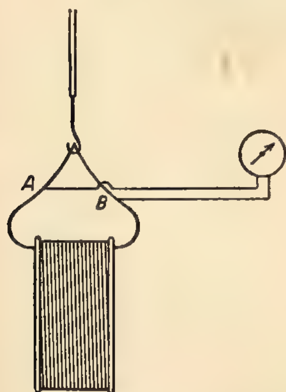


Fig. 23

Dalsze doświadczenia Kamerlingh-Onnes'a dowiodły, że opór ołowiu, będącego w stanie nadprzewodnictwa, nie może przewyższać jednej biljonowej (miljon miljonów) części oporu w 0° C. W 1926 r. Kamerlingh-Onnes ogłosił zestawienie wszystkich dalszych swych badań; podał on przytem następujące ostateczne bezwzględne *temperatury skoku,* t. j. powstawania nadprzewodnictwa:

	Rtęć	Cyna	Ołów	Tal	Ind	
Temperatura skoku:	4,17°	3,72°	7,2°	2,47°	3,41°	bezwzgl.

Sprawa kadmu pozostaje otwarta, nie bacząc na wielką liczbę badań. W każdym razie jest rzeczą pewną, że nieznaczna domieszka ołowiu, czyni go nadprzewodnikiem. 14 innych metli, które były zbadane, *nie stają się nadprzewodnikami w temperaturach* helowych; należą do nich cynk, złoto, miedź, żelazo, srebro, platyna, potas, sód i t. d.

Rozpatrzymy jeszcze interesujące *zagadnienie położenia nadprzewodników w tablicy perjodycznej Mendelejewa,* dodając do pięciu pewnych metali jeszcze wątpliwy kadm. Okazało się, że sześć metali są ze sobą w tablicy perjodycznej ściśle związane. Stanowią one *dwie trójki pierwiastków sąsiednich,* przyczem *obie trójki znajdują się w tych samych pionowych kolumnach* (p. tablicę Mendelejewa w rozdz. II, § 2). W tychże kolumnach znajdują się również pierwiastki gal i german, co skłoniło Kamerlingh-Onnes'a do zbadania tych ciał, okazało się jednak, że nie stają się one nadprzewodnikami. W poniższej tabelce wskazane jest rozmieszczenie nadprzewodników w układzie perjodycznym; podane tam są również ich liczby porządkowe:

	Kolumna II	Kolumna III	Kolumna IV
Szereg 7	kadm 48 (?)	ind 49	cyna 50
Szereg 10	rtęć 80	tal 81	ołów 82

Jest rzeczą ciekawą, że z *pośród tych sześciu pierwiastków pięć ma izotopy.* Dla indu Aston daje jeden ciężar atomowy 115; lecz jeżeli tablicowy ciężar atomowy 114,8 odpowiada rzeczywistości, to ind musi również mieć izotopy.

W. I. de Gaz opublikował w 1929 r. interesujące badania stopów. Okazało się, że stopy cyny z antymonem i talu z bizmutem są nadprzewodnikami; stop cyny ze srebrem nie jest nadprzewodnikiem. Szczególnie ważne jest odkrycie, że *stop złota i bizmutu (18% złota) staje się nadprzewodnikiem dla 2,2⁰ bezwzgl.,* natomiast same te metale nie stają się nadprzewodnikami. Jest to fakt zupełnie nowy i nieoczekiwany.

ROZDZIAŁ XIV.

RÓŻNE ZJAWISKA.

§ 1. Zjawisko Zeemana. Zjawisko normalne.

W niniejszym rozdziale rozpatrzymy szereg zagadnień, w których główną rolę odgrywają dość skomplikowane rozważania teoretyczne; te ostatnie wychodzą poza ramy tej książki. Natomiast fakty doświadczalne, które są przedewszystkiem interesujące dla naszych czytelników, wiele miejsca nie zajmą. Rozpatrzymy trzy takie zagadnienia; pozatem opiszemy jedną bardzo ciekawą metodę doświadczalną, wynalezioną przez uczonego angielskiego C. T. R. Wilsona.

Zwróćmy się przedewszystkiem do *zjawiska Zeemana, t. j. do oddziaływania pola magnetycznego na promieniowanie ciał świecących.* Mowa tu przedewszystkiem o świecących gazach i parach, które, jak widzieliśmy (rozdz. III, §§ 4 i 5), dają widma prążkowe lub pasmowe. Prawie wszystkie odnoszące się tu prace zajmują się dobrze zbadanemi *widmami prążkowemi*, wysyłanemi przez jednoatomowe gazy lub pary. W tym wypadku, można postawić pytanie, czy nie zajdzie zmiana zjawiska, gdy źródło świecące poddać działaniu pola magnetycznego o wysokiem natężeniu. Wpływ pola magnetycznego na światło został po raz pierwszy stwierdzony przez Faraday'a w 1845 r. (skręcenie magnetyczne płaszczyzny polaryzacji); drugie zjawisko tego rodzaju zostało odkryte przez Kerr'a w 1877 r. (odbicie światła spolaryzowanego od powierzchni magnesu). Zwiększenie wpływu pola magnetycznego na promieniowanie absorbowało już Faraday'a; ostatnia jego przedśmiertna praca doświadczalna dotyczyła tego właśnie zagadnienia, lecz do żadnego wyniku nie doprowadziła, ponieważ stosowane przez niego natężenie pola nie było dostatecznie silne. Faraday umieścił płomień, zawierający parę sodu, pomiędzy biegunami elektromagnesu. Takie doświadczenia były wykonywane niejednokrotnie przez różnych uczonych pomiędzy 1862 r. a 1896 r., jednakże bez pozytywnego wyniku.

Zanim przejdziemy do prac Zeemana, należy przypomnieć na czem polega t. zw. *polaryzacja światła*. Mówiliśmy już, że zgodnie z panującą obecnie teorją Maxwella, światło jest rozchodzącem się w przestrzeni drganiem elektromagnetycznem. W każdym punkcie promienia mamy dwie siły, elektryczną i magnetyczną, wzajemnie do siebie prostopadłe oraz prostopadłe do samego promienia. Wartości każdej z tych sił oscylują; mówiąc w dalszym ciągu o kierunku drgania, będziemy mieli na uwadze kierunek siły *elektrycznej*. W promieniach, które są bezpośrednio emitowane przez ciało świecące, kierunek drgań ulega ciągłym zmianom; w ten sposób w ciągu bardzo małego okresu czasu spotykamy w tym samym miejscu promienia jednakowo często wszelkie możliwe kierunki prostopadłe do promienia. Ani jeden z tych kierunków nie jest uprzywilejowany, *nie można więc mówić o kierunku drgań;* odbywają się one we wszelkich możliwych kierunkach. Taki promień nosi nazwę zwyczajnego lub *niespolaryzowanego*. Są jednak przypadki, gdy drgania odbywają się na promieniu w tym samym kierunku, który z biegiem czasu zmianom nie ulega. Przypuśćmy np., że promień rozchodzi się poziomo, zaś drgania elektryczne odbywają się stale w kierunku pionowym, zatem drgania magnetyczne będą poziome, lecz oczywiście prostopadłe do promienia. Taki promień nosi nazwę *prostolinjowo spolaryzowanego*, przymiotnik „prostolinjowo“ czasami można opuścić. O promieniu takim możemy powiedzieć, że drgania (oczywiście — elektryczne) mają określony kierunek. Bardzo istotny jest jeszcze inny wypadek. Są promienie, we wszystkich punktach których *oscyluje nie wartość lecz kierunek* sił elektrycznych i magnetycznych, obracając się szybko dokoła promienia w ten sposób, że koniec strzałki, uzmysławiającej siłę, zakreśla *okrąg*, którego płaszczyzna jest prostopadła do kierunku promienia. Taki promień jest *spolaryzowany kołowo*, przyczem możliwe tu są dwa przypadki. Jeżeli mianowicie promień rozchodzi się poziomo w kierunku obserwatora to dla obserwatora obrót może sę odbywać *w kierunku ruchu strzałki zegarowej lub w kierunku przeciwnym.*

Uczony holenderski P. Zeeman (w Amsterdamie) odkrył w 1896 — 1897 r. zjawisko, którego nadaremnie oczekiwali Faraday i inni uczeni, zjawisko to nosi obecnie jego imię. Zeeman umieścił pomiędzy biegunami silnego elektromagnesu płomień, zawierający parę sodu lub litu. Przy zamkniętym obwodzie, po którym płynął prąd przez zwoje elektromagnesu, zauważył on oddziaływanie pola magnetycznego, które polegało jednak tylko na tem, że prążki stawały się szersze i jakgdyby rozmyte o brzegach niewyraźnych. Obserwacje mogą być wykonane w dwóch

głównych kierunkach. Załóżmy, że elektromagnes jak zwykle stoi pionowo w ten sposób, że linje sił pola magnetycznego są ułożone poziomo pomiędzy możliwie bliskiemi biegunami elektromagnesu. Widma można wtedy obserwować *prostopadle do linij sił* pola magnetycznego; taka obserwacja nazywa się *poprzeczną;* zjawisko, które przytem obserwujemy nosi czasami również nazwę *zjawiska poprzecznego.* Można jednakże również obserwować promienie, które źródło wysyła *w kierunku linij sił.* W tym celu jeden z biegunów magnesu jest zaopatrzony w poziomy kanał, który pozwala zjawisko obserwować; taka obserwacja nazywa się *podłużną,* mówimy też o *podłużnem zjawisku.* Wielki uczony holenderski H. A. Lorentz (zmarł w lutym 1928 r.) przewidział teoretycznie istotę zjawisk poprzecznego i podłużnego.

W 1897 r. P. Zeeman, badając zielono-niebieski prążek kadmu (długość fali 4678 angströma) przy zastosowaniu potężnego elektromagnesu, po raz pierwszy zaobserwował oba zjawiska. Odróżniamy *normalne i anomalne* zjawisko Zeemana. Pierwsze, które *odpowiada teorji Lorentza* i po raz pierwszy zostało zauważone przez Zeemana, polega na następującem:

1. *Zjawisko poprzeczne: Prążek widmowy rozpada się na trzy prążki (trójkę),* z których środkowy zlewa się z prążkiem pierwotnym (otrzymywanym w nieobecności pola magnetycznego); dwa krańcowe znajdują się w równych odległościach od środkowego. *Wszystkie trzy prążki są spolaryzowane prostolinjowo.* W prążku środkowym drgania (elektryczne) są równoległe do linij sił, t. j. w zwykłem ustawieniu doświadczenia mają kierunek poziomy; w dwu prążkach skrajnych drgania są prostopadłe do linij sił, t. j. mają kierunek pionowy. „Odległość" dwu prążków jest wyznaczona przez różnicę częstości ich drgań, nie zaś różnicą długości fal. Jeżeli częstość drgań pierwotnego prążka widmowego oznaczymy przez ν, wtedy częstości trzech prążków trójki są odpowiednio równe

$$\nu-\delta, \quad \nu, \quad \nu+\delta, \tag{1}$$

gdzie δ jest wielkością bardzo małą w porównaniu z ν i rośnie proporcjonalnie do natężenia pola magnetycznego.

2. *Zjawisko podłużne: prążek widmowy rozpada się na dwa prążki (dwójka),* które zlewają się z dwoma krańcowemi prążkami trójki, otrzymywanej w zjawisku poprzecznem; oznacza to, że częstości dwu prążków dwójki są równe

$$\nu - \delta \quad \nu + \delta. \tag{2}$$

Oba promienie są spolaryzowane kołowo, przyczem obroty odbywają się w kierunkach przeciwnych, w jednym z promieni $(\nu - \delta)$ *zgodnie*, w drugim $(\nu + \delta)$ *przeciwnie* do ruchu wskazówki zegarowej. Wartość roszczepienia jest zawsze bardzo mała i wyraża się w *dziesiątych lub setnych częściach angströma.*

Zjawisko wyżej opisane, które zarówno jakościowo jak i ilościowo jest w zupełności zgodne z przepowiedniami Lorentza, obserwował, jak już mówiliśmy, po raz pierwszy Zeeman w 1897 r., badając prążek kadmu 4678 Å. Wskazane wyżej rozszczepienie prążka na trzy względnie dwie linje, zależnie od rodzaju obserwacji, stanowi *normalne zjawisko* Zeemana. Wkrótce jednak okazało się, że dla większości prążków otrzymuje się zjawisko o wiele bardziej skomplikowane, które nazywa się *anomalnem zjawiskiem Zeemana;* liczba i rozkład prążków są w tym wypadku zupełnie inne, niż w zjawisku normalnem.

Zakładaliśmy, że obserwujemy promienie, wychodzące ze źródła badanego, przyczem otrzymuje się jasne prążki na ciemnem tle. Jest to t. zw. *proste zjawisko Zeemana.* Jednakże w wielu przypadkach wygodniej jest obserwować *widmo pochłaniania*, przepuszczając przez źródło, umieszczone w polu magnetycznym, jasne białe promienie. W tym wypadku otrzymujemy ciemne prążki na jasnem tle widma ciągłego, przyczem zjawisko jest ilościowo i jakościowo to samo, co i przy prostej obserwacji promieni źródła, i nosi nazwę *odwrotnego zjawiska Zeemana.* Zauważmy, że przesunięcie prążków, nawet w silnem polu magnetycznem, jest nadzwyczaj małe. Tak np. silne pole magnetyczne o natężeniu 25000 gaussów daje dla promienia o długości fali 5000 Å, przesunięcie wynoszące 0,3 Å, co stanowi $^1/_{20}$ odległości pomiędzy składowemi D_1 i D_2 żółtego prążka sodu.

§ 2. Anomalne zjawisko Zeemana

Przejdziemy do krótkiego rozpatrzenia *anomalnego zjawiska Zeemana*, zatrzymując się przytem nad *zjawiskiem poprzecznem*, t. j. obserwowanem prostopadle do linij sił. Jak mówiliśmy, otrzymujemy tu zamiast normalnej trójki dużą liczbę prążków, która dochodzi do 15 i więcej (dla neonu 21). Prążki te znajdują się czasami w równych od siebie odległościach, przeważnie jednak w odległościach nierównych. Wszystkie te promienie są spolaryzowane prostolinjowo, przyczem wystę-

puje dwa razy więcej prążków, w których drgania są prostopadłe do linij sił magnetycznych, niż prążków, w których drgania są do tych linij równoległe. Prążki są zawsze symetrycznie ułożone w stosunku do prążka pierwotnego, który odpowiada nieobecności pola magnetycznego, w ten sposób, że prążek ten zawsze jest obecny, gdy ogólna liczba prążków jest nieparzysta, jak np. w trójce normalnej. Na fig. 24, zapożyczonej z dzieła W. V o i g t'a (Magneto- i elektrooptyka, 1908 r.) podano 12 typów różnych układów widmowych. Trzy cienkie linje przeprowadzone od góry do dołu poprzez cały rysunek wskazują *położenie normalnej trójki.* Spotykamy tu układy, zawierające 3 (p. III, anomalna trójka) 4, 6, 7, 8, 9, 12 i 15 linij. Litera *s* oznacza, że drgania *są prostopadłe* do linij sił pola magnetycznego, *p* zaś, że są one do tych *ostatnich równoległe.* W typie V spotykamy dwie linje, obok których mamy litery *s* i *p;* oznacza to, że zlewają się tu dwa prążki. Grubość linij odpowiada ich blaskowi. Do fig. 24, która ma charakter czysto *schematyczny,* jeszcze wrócimy.

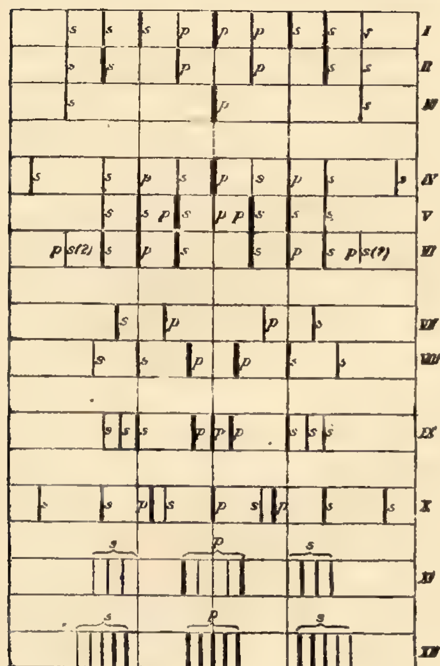


Fig. 24

Podamy tu kilka zdjęć, aby zilustrować, w jaki sposób takie rozszczepienie rzeczywiście wygląda. Na fig. 25 mamy rozszczepienie składowych D_1 i D_2 żółtego prążka sodu; D_1 rozpadł się na 4, zaś D_2 na 6



Fig. 25



Fig. 26



Fig. 27

prążków (dwa skrajne są bardzo słabe), przyczem te ostatnie są w równych od siebie odległościach. Fig. 26 dotyczy prążka cynku 4722 Å, jak

również prążka 4359 Å rtęci; mamy tu również 6 prążków, lecz ich wzajemne odległości nie są jednakowe, dwie krańcowe pary są bardzo wąskie. Fig. 27 wyobraża zielony prążek rtęci 5461 Å, który rozpada się na 9 równoodległych prążków o różnym blasku; dwa prążki krańcowe są bardzo słabe. Natężenie prążków jest symetryczne w stosunku do prążka środkowego.

Co się tyczy różnych typów zjawiska anomalnego, to znaleziono dwie bardzo ważne reguły, dla których nazwa „praw" nie byłaby stosowana, gdyż nie obejmują wszystkich możliwych przypadków. Zaczniemy od reguły T. H. Prestona (1899), która polega na następującem. Widzieliśmy mianowicie, że prążki widmowe dowolnego pierwiastka mogą być uporządkowane w poszczególne serje, i że serje analogiczne spotykają się w różnych pierwiastkach. *Reguła Prestona głosi: wszystkie prążki tej samej serji rozkładają się w polu magnetycznem jednakowo, to samo dotyczy analogicznych prążków w widmach różnych pierwiastków.* Wiemy np., że dwójka D_1 D_2 widma pary sodu jest pierwszą z serji dwójek. Na fig. 25 podane było rozszczepienie dubletu D_1 D_2; zgodnie z regułą Prestona wszystkie dublety tej serji rozszczepiają się zgodnie z typem fig. 25, t. j. jeden prążek daje czwórkę, drugi — szóstkę. Duże znaczenie reguły Prestona polega na tem, że *pozwala ona odnaleźć w złożonem widmie prążki, należące do tej samej serji.*

Drugą regułę odkrył C. Runge w 1907 r. Oznaczmy przez a odległość wzajemną trzech prążków normalnej trójki; $2a$ jest więc odległością dwu prążków normalnej dwójki, otrzymywanej przy obserwacji podłużnej. Wielkość δ w równościach (1) i (2) związana jest z wartością a równaniem:

$$\delta = aH, \tag{3}$$

gdzie H jest natężeniem pola magnetycznego w gaussach (p. wyżej). Fig. 24 ilustruje rozmieszczenie prążków w różnych typach poprzecznego zjawiska Zeemana. Wzajemna odległość trzech cienkich linij, przechodzących przez cały rysunek i ilustrujących normalną trójkę, równa się właśnie wielkości a równ. (3). *Reguła Runge'go głosi: w anomalnem zjawisku Zeemana odległości poszczególnych prążków od środka, t. j. przesunięcia prążków, są równe a, pomnożonemu przez ułamek* $\frac{m}{n}$, *gdzie m i n są prawie zawsze liczbami niedużemi.* Mianownik n (t. zw. *mianownik Runge'go)* jest przytem ten sam dla wszystkich prążków da-

nego typu magnetycznego rozkładu prążka widmowego; dla różnych prążków m jest równe dowolnej z liczb 0, $\pm$ 1, $\pm$ 2, $\pm$ 3 i t. d.; (+) dotyczy przesunięcia wprawo, (—) — przesunięcia wlewo. Oznaczamy odległość prążków od środka przez b. Reguła Runge'go wyraża się wtedy związkiem:

$$b = \frac{m}{n} a. \tag{4}$$

W ten sposób spotykane odległości b od środka prążków są wielokrotnościami pewnej wielkości

$$c = \frac{a}{n}. \tag{5}$$

Wielkość c można określić, jako *zasadniczą odległość, charakterystyczną dla danego typu rozszczepienia.* Dla normalnej trójki $n = 1$, $c = a$, $b = -1.a$, $0.a$ i $+1.a$; dla normalnej dwójki $b = -1.a$ i $+1.a$. Rozpatrzymy teraz bliżej fig. 24.

Nr. Nr. I, II i III dają rozkład trójkowej serji rtęci, oraz analogicznych prążków widm magnezu, wapnia, strontu, cynku i kadmu; w tym wypadku $n = 2$, $c = \frac{a}{2}$. W Nr. I mamy prążki: $0.c$, $\pm 1c$, $\pm 2c$, $\pm 3c$, $\pm 4c$; w Nr. II: $\pm 1c$, $\pm 3c$, $\pm 4c$; w Nr. III: $0.c$, $\pm 4c$. Ten ostatni jest anomalną trójką, o przesunięciu $2a$ zamiast a. Nr. IV, V i VI są to typy, dotyczące linij towarzyszących pewnych prążków rtęciowych. I tutaj $n = 2$, $c = \frac{a}{2}$, w Nr. IV: $0.c$, $\pm 1c$, $\pm 2c$, $\pm 3c$, $\pm 5c$; w Nr. V: $0.c$, $\pm 1c$, $\pm 2c$, $\pm 3c$; w Nr. VI: $1c$, $\pm 2c$, $\pm 3c$, $\pm 4c$. Nr. Nr. VII i VIII dają rozkład dubletów sodu, miedzi, srebra, glinu i talu; rozkład ten jest widoczny na fig. 24. Mamy tu $n = 3$, $c = \frac{a}{3}$; w Nr. VII: $\pm 2c$, $\pm 4c$; w Nr. VIII: $\pm 1c$, $\pm 3c$, $\pm 5c$. Pozostałe typy Nr. Nr. IX do XII dotyczą różnych prążków *neonu.* W Nr. Nr. IX i X mamy dziewiątki, które różnią się w sposób istotny od dziewiątki Nr. I. W Nr. IX $n = 4$, $c = \frac{a}{4}$; mamy prążki $0c$, $\pm 1c$, $\pm 4c$ $\pm 5c$, $\pm 6c$. Dla Nr. X okazuje się $n = 6$, $c = \frac{a}{6}$ i mamy prążki: $0.c$, $\pm 4c$, $\pm 5c$, $\pm 9c$, $\pm 14c$. Dla Nr. XI $n = 5$, $c = \frac{a}{5}$; prążki: $1c$, $\pm 2c$, $\pm 5c$, $\pm 6c$, $\pm 7c$, $\pm 8c$. Wreszcie rozkład XII składa się z 15 prążków,

dla których n 6, $c=\frac{a}{6}$; mamy $0.c, \pm 1c, \pm 2c, \pm 7c, \pm 8c, \pm 9c, \pm 10c$, $\pm 11c$.

Rozpatrzone tu typy dowodzą, do jakiego stopnia różnorodne jest roszczepienie magnetyczne prążków widmowych; ilustrują one jednocześnie doskonale regułę Runge‘go. Mianownik n w równ. (4) przyjmuje wartości 2, 3, 4, 5 i 6, natomiast w liczniku m spotykamy wszystkie liczby całkowite od 0 do 11 oraz liczbę 14. Gdy n jest duże, np. $n = 15$, wówczas stosowanie reguły Runge‘go staje się wątpliwe.

Przejdziemy do ciekawego zjawiska, które zostało wykryte w 1912 r. przez uczonych niemieckich F. Paschen‘a i E. Back‘a i które polega na następującem. Przypuśćmy, że serja widmowa składa się z dwójek i trójek, pomiędzy któremi znajdują się dwa lub trzy takie, że ich prążki są *bardzo bliskie siebie*. W stosunkowo słabych polach magnetycznych każdy prążek rozszczepia się według charakterystycznego dlań typu, jak to stwierdziliśmy na fig. 25 dla dubletu D_1 D_2. W miarę wzrostu pola magnetycznego prążki te coraz bardziej się rozsuwają. Gdy dwójka lub trójka jest bardzo wąska, o wiele węższa od dwójki D_1 D_2, wtedy może się zdarzyć, że dwie lub trzy grupy prążków przysuwają się tak dalece do siebie, że *zaczynają nakładać się jeden na drugi*. Od tej chwili cały obraz ulega dziwnym i skomplikowanym zmianom. Otrzymujemy wrażenie, jakgdyby prążki dwóch lub trzech grup oddziaływały jedne na drugie, przyciągając się lub odpychając i cały obraz się komplikuje. Jednakże podczas dalszego wzrastania pola magnetycznego sprawa zaczyna się upraszczać, liczba prążków maleje. Wreszcie *dla bardzo dużego natężenia pola pozostaje tylko jedna normalna trójka*, w której wzajemne odległości prążków są równe wielkości a w równ. (3). Jest rzeczą istotną, że zjawisko to występuje tylko w wypadkach, gdy np. dwa prążki stanowią prawdziwą dwójkę, należącą do *serji dwójek* w widmie danego pierwiastka. *Jeżeli natomiast obserwować dwa przypadkowo bliskie sobie, lecz „obce“ prążki*, t. j. należące do różnych seryj danego widma, to *zjawisko Paschen‘a-Back‘a nie występuje.*

W 1908 r. astronom amerykański G. E. Hale wykrył i zmierzył *pole magnetyczne na powierzchni Słońca*. Łącznie z uczonym francuskim Deslandres‘em badacz ten stwierdził, że zdjęcie fotograficzne powierzchni Słońca, otrzymane zapomocą światła jednorodnego jednego z prążków widmowych, zawiera bardzo wielką liczbę szczegółów, które przy bezpośredniej obserwacji są niedostrzegalne. Na fig. 28 mamy zdjęcie Deslandres‘a, otrzymane przy zastosowaniu promieni fiołko-

wych, wysyłane przez parę wapnia, znajdujące się w powierzchniowych warstwach Słońca. Szczególnie interesujące są fotografje *plam słonecznych*. Fig. 29 jest reprodukcją fotografji otrzymanej przez H a l e'a w 1908 r., widzimy tu plamy słoneczne wyraźnie otoczone *ruchami wirowemi*, przyczem dwa wiry mają kierunki przeciwne. Osie wirów są prostopadłe do powierzchni Słońca. Na zasadzie różnorodnych obserwacyj H a l e

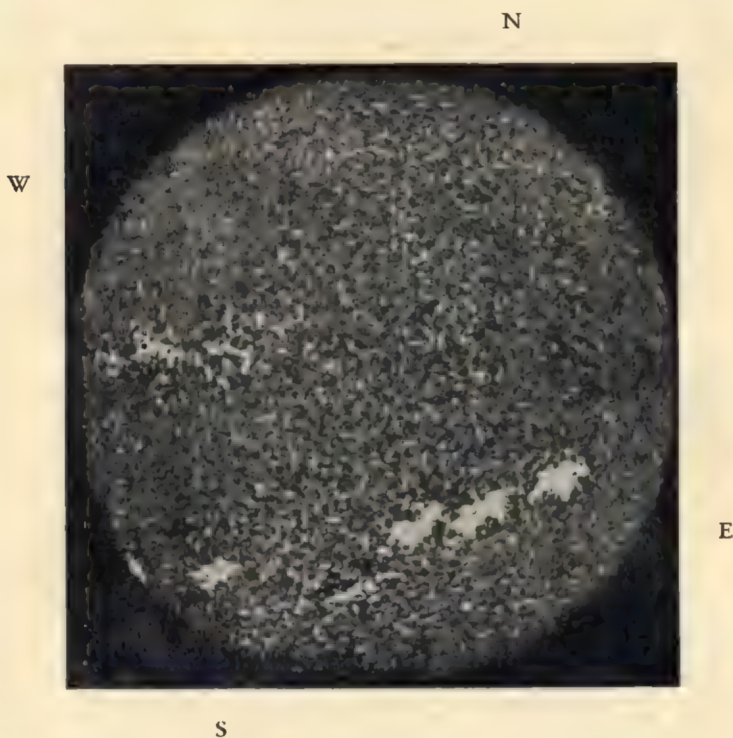


Fig. 28

upewnił się, że w parach, które tworzą warstwę powierzchniową Słońca, znajdują się *swobodne elektrony*. Jeżeli biorą one udział we wspomnianym ruchu wirowym, to zbiór ich tworzy *prąd elektryczny, otaczający plamę słoneczną*. Wskutek tego sama plama musi znaleźć się w *polu magnetycznem*, którego linje sił są prostopadłe do powierzchni Słońca, zlewając się w przybliżeniu z kierunkiem, w którym obserwujemy plamę. Jeżeli tak jest istotnie, to w *prążkach widma plamy musimy zauważyć podłużne zjawisko Z e e m a n n a*, t. j. prążek musi dawać dwójkę, której dwie linje będą spolaryzowane kołowo, w kierunkach przeciwnych, jeden *zgodnie*, drugi — *przeciwnie* do kierunku ruchu wskazówek zegarowych. Obser-

wacje potwierdziły istnienie tego zjawiska. Zupełnego rozdwojenia wprawdzie nie otrzymano, lecz prążek okazał się rozszerzonym, przyczem *oba jego krawędzie okazały się spolaryzowanemi kołowo w kierunkach*

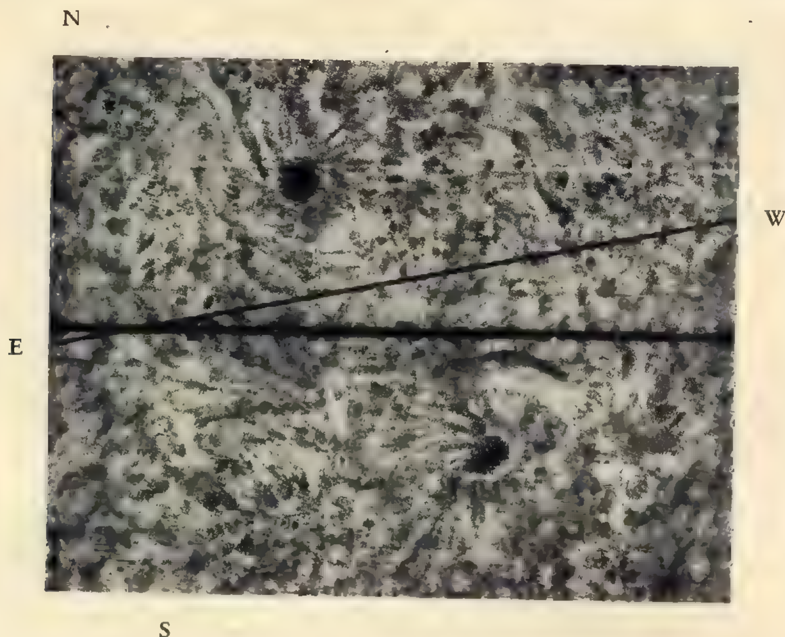


Fig. 29

przeciwnych. Z wielkości tego rozszerzenia *można było obliczyć natężenie pola magnetycznego w plamie słonecznej;* w pewnych wypadkach sięgało ono 6000 gaussów.

§ 3. Zjawisko Starka.

Odkrycie zjawiska Zeemana (1896), t. j. wpływu pola magnetycznego na ciało promieniujące, nasunęło zagadnienie *wpływu na te same ciała pola elektrycznego;* spodziewano się przytem również wykryć rozszczepienie prążków widmowych. Liczne usiłowania uczonych w tym kierunku nie miały początkowo (1897 — 1913) żadnego powodzenia. Dopiero w 1913 r. ukazała się pierwsza, a w 1914 r. — druga dotycząca tego zagadnienia praca uczonego niemieckiego J. Starka, któremu udało się wykryć szukany wpływ pola elektrycznego, zapomocą metody, którą możnaby nazwać *metodą promieni kanalikowych.* W tym samym roku ukazała się praca uczonego italskiego Lo Surdo, która również pozwala inną metodą obserwować i badać wspomniane zjawisko.

Metodę tego ostatniego, nazywana zazwyczaj jego imieniem, można też oznaczyć, jako *metodę świecenia katodowego*. Metoda Starka ma dużą przewagę nad metodą Lo Surdo; lecz tę ostatnią metodę stosowało później wielu uczonych, m. inn. sam Stark. Tem nie mniej przyjętem jest mówić o *zjawisku Starka*.

Aby wpływ pola elektrycznego na emitujący jednoatomowy gaz lub parę, albo, co jest to samo, na widmo prążkowe, był widoczny, natężenie pola musi być bardzo znaczne. To ostatnie zaś ma za miarę liczbę wolt spadku potencjału na długości jednego centymetra, wziętego w kierunku tego spadku, t. j. linij sił elektrycznych. Jeśli np., dwie równoległe płytki metalowe są naładowane w ten sposób, że mamy między niemi różnicę potencjałów 10000 wolt, a odległość pomiędzy płytkami wynosi 2 *mm*, to natężenie pola pomiędzy płytkami wynosi 50000 wolt na centymetr. Aby otrzymać rozszczepienie elektryczne prążków widmowych, należy zastosować pole elektryczne o natężeniu mniej więcej rzędu powyższej liczby. Umieszczenie źródła emitującego w polu elektrycznem o tak znacznem natężeniu jest pod względem doświadczalnem sprawą bardzo trudną. Stark rozwiązał ją w sposób bardzo dowcipny, biorąc na źródło emisji *promienie kanalikowe*, o których była mowa w rozdz. XI, § 3. Widzieliśmy mianowicie, że składają się one z *jonów dodatnich*, które, przechodząc przez kanał płytki katodowej, poruszają się szybko w kierunku do niej prostopadłym Promienie te świecą, przyłączywszy do siebie swobodne elektrony, które dostały się w przestrzeń pozakatodową rurki wyładowań. Uderzając w atomy gazu, znajdujące się w tej samej przestrzeni, wzbudzają one te ostatnie w ten sposób, że zaczynają one również świecić. Stark zdołał poddać te wszystkie świecące atomy działaniu bardzo silnego pola elektrycznego. W tym celu skonstruował w 1913 r. swój pierwszy przyrząd, w którym można było obserwować tylko *zjawisko poprzeczne* (p. § 1), t. j. emisję *w kierunku prostopadłym do linij sił pola elektrycznego*. Przyrząd ten jest widoczny na fig. 30. Jest to rurka wyładowań, zawierająca gaz rozrzedzony. *A* jest płytką anodową;

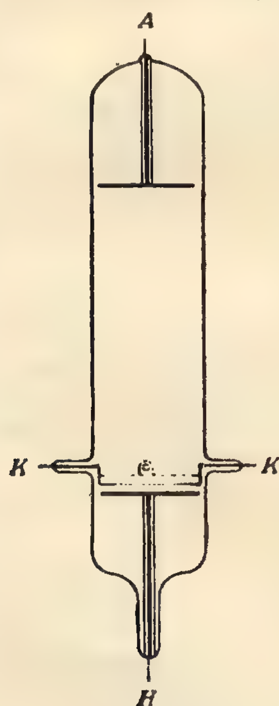


Fig. 30

płytka katodowa *K* jest zaopatrzona w dużą liczbę otworów. W przestrzeni pozakatodowej znajduje się płytka dodatkowa *H:* odległość pomiędzy płytkami *K* i *H* równała się 2,6 lub 1,1 *mm.* Między temi płytkami ustala się różnicę potencjałów kilkudziesięciu tysięcy wolt zapomocą baterji akumulatorów, przyczem *K* jest biegunem dodatnim, zaś *H* — ujemnym. W ten sposób w wąskiej przestrzeni pomiędzy *K* i *H* powstawało pole elektryczne o natężeniu kilkudziesięciu tysięcy wolt na *cm;* linje sił tego pola są prostopadłe do płytek *K* i *H.* Obserwowano świecenie z boku, t. j. w kierunku prostopadłym do linij sił, przez co otrzymuje się *zjawisko poprzeczne.* Pierwsze obserwacje prążków wodoru $H\beta$ i $H\gamma$ (rozdz. III. § 4) były wykonane przy stosunkowo niewielkiem natężeniu pola, 13.000 wolt na *cm.* Wynik widoczny jest na fig. 31 i 32. Górna linja wskazuje na obu rysunkach położenie prążka w nieobecności pola elektrycznego; strzałka z prawej strony uzmysławia kierunek linij sił. Każdy z prążków $H\beta$ i $H\gamma$ ulega rozszczepieniu na pięć linij,

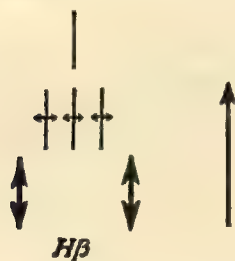


Fig. 31

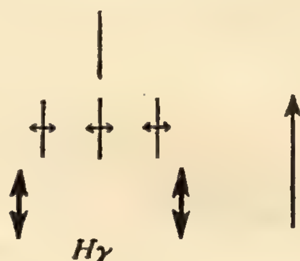


Fig. 32

które są w rzeczywistości *umieszczone obok siebie,* na rysunkach mamy je w dwóch wierszach. Górne trzy linje, mniej przesunięte, są spolaryzowane w ten sposób, że drgania odbywają się prostopadle do linij sił; w dolnych dwu bardziej przysuniętych, drgania są równoległe do linij sił. Odległość dwu krańcowych linij od siebie na fig. 32 wynosi 5,2 Å. Przypomnijmy, że przesunięcie prążków w polu magnetycznym wyraża się w ogólnym przypadku w dziesiątych częściach angströma. Widzimy, że *rozszczepienie w polu elektrycznem jest bez porównania większe, niż w magnetycznem.* Dla bardzo silnych pól magnetycznych (p. niżej) sięga ono *dziesiątków angströmów.*

W 1914 r. zdołał S t a r k zaobserwować również *zjawisko podłużne,* t. j. widmo emisji *w kierunku linij sił.* W tym celu stosował przyrząd, część którego widoczna jest na fig. 33. Widzimy tam tylko tę część, która znajduje się koło katody *K* rurki wyładowań. W katodzie mamy jedną

szczelinę o długości 3 *mm* i szerokości 1,5 *mm*. Przez nią przenika strumień jonów w przestrzeń pozakatodową; kierunek tego strumienia wskazany został czterema strzałkami. Do katody jest przylutowana płytka *C*, w której znajduje się szereg otworów. Równolegle do niej jest umieszczona płytka *B*, otoczona szklaną rurką, która sięga płytki *C*; znajduje się w niej szczelina równoległa do szczeliny katody *K* w ten sposób, że jony mogą swobodnie przedostawać się w przestrzeń pomiędzy *B* i *C*. Między *B* i *C* ustala się pole elektryczne, tak więc linje sił tego pola są prostopadłe do promieni zakatodowych i do powierzchni płytek *B* i *C*. Obserwuje się w kierunku strzałki, widocznej z prawej strony rysunku, czyli *równolegle do linij sił pola elektrycznego;* otrzymujemy więc *zjawisko podłużne*. Płytka *C* jest anodą polą elektrycznego. Ten sam przyrząd może również służyć do

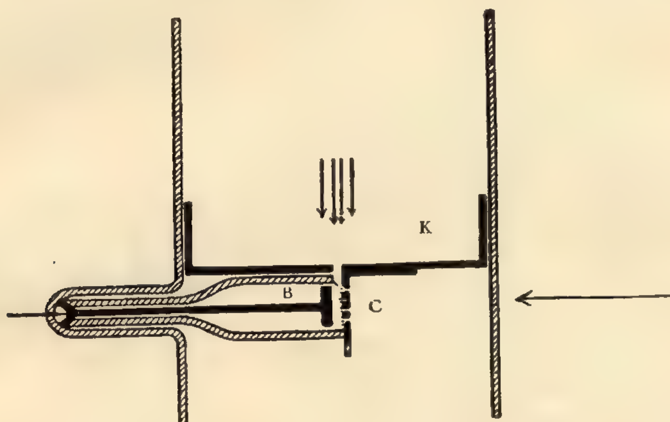


Fig. 33

obserwacyj zjawiska poprzecznego; należy w tym celu rozpatrywać promienie, idące z przestrzeni *B* i *C* w kierunku prostopadłym do płaszczyzny rysunku.

W zjawisku podłużnem powstają *tylko te prążki, w których drgania odbywają się w zjawisku poprzecznem prostopadle do linij sił,* przyczem linje te nie są *spolaryzowane;* prążki zjawiska poprzecznego, w których drgania są prostopadłe do linij sił, w zjawisku podłużnem *nie występują zupełnie*. Tak więc dla prążków wodoru, które w zjawisku poprzecznem dają po pięć prążków, widocznych na fig. 31 i 32, w zjawisku podłużnem powstają tylko górne trzy, które okazują się przytem niespolaryzowane.

Zanim przejdziemy do omówienia kilku dalszych rezultatów badań zjawiska Starka, powiemy słów parę o wymienionej wyżej meto-

dzie L o S u r d o. Gdy mamy zwykłą rurkę do wyładowań, zawierającą gaz rozrzedzony, wówczas pomiędzy anodą i katodą powstaje świecąca smuga. Przy pewnym stopniu rozrzedzenia gazu *powstaje koło katody stosunkowo ciemna przestrzeń.* Nie wdając się zupełnie w szczegóły, zauważymy tylko, że w pewnych określonych warunkach mamy w tej przestrzeni pole elektryczne o bardzo wysokiem napięciu, które jest największe koło powierzchni katody i stopniowo maleje w miarę oddalania się od niej. Jest rzeczą jasną, że *pole elektryczne jest tu nierównomierne,* i na tem polega istotna ujemna strona rozpatrywanej metody w stosunku do metody S t a r k a, w przyrządach którego (fig. 30 i 33) pole między dwiema bliskiemi siebie równoległemi płytkami jest w wysokim stopniu jednorodne. W ten sposób, słabe świecenie koło katody powstaje w polu elektrycznem, którego linje sił są prostopadłe do powierzchni płytki katodowej. Obserwuje się w kierunku prostopadłym do osi rurki, a więc i do linij sił; jest rzeczą jasną, że mamy tu zjawisko poprzeczne. Rozszczepienie jest największe koło powierzchni katody, a im dalej od niej, tem jest mniejsze.

Zwróćmy się do krótkiego przeglądu wyników dalszych badań zjawiska S t a r k a. Do 1927 r. S t a r k i jego współpracownicy zbadali około 25 różnych pierwiastków, znajdujących się w tablicy perjodycznej pomiędzy wodorem i rtęcią. Wykryto przytem nadzwyczaj *różnolite typy rozmieszczenia prążków, różniące się zarówno liczbą składników* (poszczególnych prążków), *jak i ich rozmieszczeniem oraz rozkładem natężeń wśród prążków.* Wogóle można było stwierdzić, że dla danego natężenia pola, *rozszczepienie jest tem mniejsze, im większy jest numer porządkowy pierwiastka.* Następnie sprawdza się następująca reguła: rozszczepienie różnych prążków tej samej serji widmowej jest tem większe, im większy jest numer prążka, licząc, jak zawsze, prążek czołowy za pierwszy; innemi słowy, rozszczepienie rośnie w danej serji wraz ze zmniejszaniem się długości fali. Wszystko to daje się stwierdzić na szczególnie starannie zbadanych czterech prążkach serji B a l m e r a (rozdz. III, § 4) *wodoru.* Stwierdzono mianowicie, co następuje.

Dla prążka $H\alpha$ znaleziono rozszczepienie na 16 prążków, dla $H\beta$ — na 20, dla $H\gamma$ — na 28 i dla $H\delta$ — na 32 prążki. Prążki są zawsze rozłożone symetrycznie względem środka, t. j. względem prążka nierozszczepionego; symetrja ta odnosi się nietylko do położeń, lecz również do względnego blasku prążków. Liczba prążków p (drgania równoległe do linij sił) i prążków s (drgania prostopadłe do linij sił) są we wszystkich wypadkach zupełnie jednakowe, jeżeli linję środkową uważać za podwójną.

Jeżeli wzajemne odległości prążków wyrazić w *angströmach*, to okaże się, że odległość prążków skrajnych w polu elektrycznem o *natężeniu 104000 wolt na cm* wynosi dla $H\alpha$ 23 Å, dla $H\beta$ 38,8 Å, dla $H\gamma$ 58,8 Å a dla $H\delta$ 75 Å. Liczby dotyczą obserwacyj Starka. Uczony japoński M. Kiuti i inni badali w 1925 r. widmo wodoru dla natężeń pola, dochodzących do 290000 wolt na *cm.*, znajdując przytem, że dla tak wysokich natężeń powstają jeszcze nowe prążki i że prążek centralny składników *s* zaczyna się przesuwać w kierunku rosnących długości fal.

Jeżeli wzajemne odległości prążków wyrazić w *różnicach częstości drgań*, to okaże się, że wszystkie odległości są wielokrotnościami pewnej wielkości *k*. Przesuwając się od $H\alpha$ do $H\delta$, można stwierdzić, że składniki coraz to bardziej się rozsuwają. Dla $H\alpha$ najmniejsza odległość dwu sąsiednich rozszczepionych prążków wynosi *k*, dla $H\beta$ — 2*k*, $H\gamma$ — 3*k* i dla $H\delta$ — 4*k*.

Stark stwierdził, że wartość roszczepienia, określona przez *zmianę częstości drgań*, jest ściśle proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego dla natężeń nieprzekraczających 104:000 wolt na *cm.* Badania Kiuti prowadzą jednak do wniosku, że dla bardzo wielkich natężeń pola rozszczepienie rośnie szybciej, niż proporcjonalnie do tego natężenia.

Pomijamy zupełnie prace, które dotyczyły innych pierwiastków. Ograniczymy się do uwagi, że obserwowano różnego rodzaju rozszczepienia prążków widmowych pod wpływem pola elektrycznego. Wpływ pola został odkryty również i na tych prążkach, z których składają się widma pasmowe (rozdz. III, §§ 4 i 5), lecz rozszczepienie jest dla nich bardzo niewielkie.

Na uwagę zasługują interesujące badania R. Ladenburga (1921 i 1924) *odwrotnego zjawiska Starka, t. j. wpływu pola elektrycznego* na widmowe prążki pochłaniania. Badacz ten obserwował prążki D_1 i D_2, absorbowane przez parę sodu, znajdujące się między dwiema płytkami metalowemi, naładowanie których wywołało pole o natężeniu 160:000 wolt na *cm.* Ladenburg stwierdził, że pod wpływem tego pola dwójka D_1D_2 przesuwa się asymetrycznie w kierunku rosnących długości fali, przyczem przesunięcie rośnie proporcjonalnie do kwadratu natężenia pola. Dla prążka D_2 składowa *p* jest przesunięta o 2 — 3 razy więcej od składowej *s*, natomiast dla prążka D_1 obie składowe są przesunięte jednakowo.

§ 4. Sposób C. T. R Wilsona.

Uczony angielski C. T. R. Wilson wynalazł w 1910 r. dowcipny sposób, który *umożliwia oglądanie i fotografowanie torów cząstek alfa i beta*, wysyłanych przez ciała promieniotwórcze (rozdz. XI, § 1), *oraz torów elektronów*, otrzymywanych np. w zjawisku fotoelektrycznem (rozdz. VIII). Sposób ten został później udoskonalony przez samego C. T. R. Wilsona oraz przez innych uczonych, i znajduje szerokie zastosowanie w różnego rodzaju badaniach doświadczalnych. Przedewszystkiem wyjaśnimy na czem ta metoda polega.

Jeżeli parę wodną, która nie nasyca danej przestrzeni, t. j. nie jest bliska przemiany w stan ciekły, poddać nagłemu rozprężeniu, to stopień nasycenia *rośnie*, i może ona wtedy osiągnąć stan nasycenia, a nawet tę granicę przekroczyć, przyczem wewnątrz pary tworzą się małe kropelki wody, których skupienie tworzy *mgłę*. Takie tworzenie się mgły można zauważyć, gdy nasyconą gorącą parę wodną wypuszcza się z kotła maszyny parowej(lokomotywy, parostatku), Tłumaczenie, że mgła tworzy się wskutek ochłodzenia się pary przy zetknięciu z zewnętrznem zimnem powietrzem jest niewłaściwe. W rzeczywistości para ulega tak silnemu ochłodzeniu wskutek wykonywanej przez się zewnętrznej pracy rozszerzania się, że część jej ulega przemianie w stan ciekły. Jest to specjalna wałściwość pary wodnej oraz pewnych innych cieczy. Znamy jednak niemało cieczy, które tej własności nie mają, jak np. spirytus, eter, chloroform i in. Przy wypuszczaniu pary tych cieczy mgła się nie tworzy.

Aby para wodna mogła utworzyć mgłę, muszą się w niej znaleźć jakiekolwiek stałe drobiny, które mogłyby służyć ośrodkami, dokoła których para osiada i powstają kropelki wody. Takiemi drobinami są zwykle unoszące się w powietrzu pyłki. Doświadczenia wykazały, że *rolę takich ośrodków mogą z dużym powodzeniem spełniać jony*, t. j. atomy lub cząsteczki o takim lub innym ładunku elektrycznym. Na jonach osiada para, tworząc najdrobniejsze kropelki, jeżeli powietrze jest oczywiście w stanie dostatecznie bliskim nasycenia.

Sposób Wilsona oparty jest na dwu faktach, o których wyżej była mowa. Ograniczające się do schematycznego tylko wyłożenia sprawy i nie wdając się w szczegóły, dajemy tu istotę tego sposobu. Wyobraźmy sobie naczynie, zawierające wilgotne powietrze, w którem biegną cząstki alfa lub elektrony. Naczynie jest połączone z walcem, który można bardzo prędko przesuwać, wskutek czego powietrze w naczyniu ulega momentalnemu rozprężeniu. Rozprężenie to musi być obliczone w ten sposób, aby

powietrze osiągnęło dokładnie stopień wilgotności konieczny do osiadania kropelek wody na jonach. Przypuśćmy, że w chwili rozszerzenia powietrza biegnie w nim cząstka alfa. Jonizuje ona na swej drodze bezustannie cząsteczki powietrza. Na utworzonych jonach osiada momentalnie para wodna, i w ten sposób na całej drodze cząstki alfa tworzy się pasemko mgły, które — oczywiście na jedno tylko mgnienie — jest dobrze widoczne. Jeżeli je silnie oświetlić, pasemko można sfotografować, i otrzymać w ten sposób obraz toru cząstki alfa, jego długości i kształtu. Tym samym sposobem można otrzymać tory elektronów we wszystkich możliwych przypadkach ich powstawania: cząstki beta, fotoelektrony, elektrony w zjawisku Comptona i t. d.

Podajemy tu parę fotografij, otrzymanych w różnych przypadkach.

Na fig. 34 mamy tory *cząstki alfa,* wyrzucanych z ciała promieniotwórczego, które znajduje się w miejscu rysunku, skąd wychodzą promienie. Tory są, jak widać, prostolinjowe, i tylko w niewielu miejscach widoczne są przegięcia, szczególnie koło końca torów. Przegięcia te są spowodowane tem, że cząstka alfa, przechodząc przez atom, zbliża się przypadkowo do jego jądra. Gdy atom jest lekki, np. atom wodoru, zostaje on skutkiem tego również wprawiony w ruch.

L. Meitner wykonała (1926 r.) bardzo ciekawe zdjęcia, które tu reprodukujemy. Zostały one otrzymane z mieszaniny toru *C* i toru *C'* (rozdz. XI). Na fig. 35 widać wyraźnie, że otrzymujemy dwie grupy promieni. Jedna z nich odpowiada cząstkom alfa, których zasięg wynosi w powietrzu 4,8 *cm* (p. dolną część rysunku), wysyłanym przez tor *C*. Drugie składają się z cząstek alfa o zasięgu 8,6 *cm*, wyrzucanych przez tor *C'*. Okazało się jednak, że powstają też zrzadka cząstki alfa o zasięgu 11,3 *cm;* tor takiej cząstki jest widoczny po lewej stronie fig. 36 Na 10000 cząstek o zasięgu 8,6 *cm* przypadają tylko 2 o zasięgu 11,3 *cm*. Jeszcze rzadsze są cząstki o zasięgu 9,5 *cm;* jedna przypada na 15000 z zasięgiem 8,6 *cm*. W środku lewej połowy fig. 36 widać również i taką cząstkę. Cząstki o zasięgach 9,5 i 11,3 *cm* dają się zauważyć w powietrzu, azocie, tlenie, argonie i dwutlenku węgla. Pochodzenie ich jest nieznane.

Tory cząstek beta widoczne są na fig. 37 i 38, z których ostatnia jest zdjęciem L. Meitner. Tory są, jak widać, silnie przegięte, ponieważ lekka cząstka beta przy zderzeniach często zmienia kierunek swego ruchu. Prócz tego tor jej składa się z poszczególnych punktów, co dowodzi, że wywołuje ona o wiele rzadziej jonizację atomów gazu, niż cząstka alfa.

Na fig. 39 mamy obraz, który otrzymuje się podczas działania *promieni röntgenowskich* na cząsteczki gazu. Fig. 40 przedstawia interesujące zdjęcie D. W. Skobelcyna (Leningrad), otrzymane w przypadku, gdy na gaz działały promienie gamma, a elektrony odrzucone przez kwanty tych promieni (zjawisko Comptona, rozdz. VIII, § 2), poddane były działaniu pola magnetycznego, które zmusza ich do ruchu po *orbitach kołowych*. O doświadczeniach tych mówiliśmy już w rozdz. XII, koniec § 1.

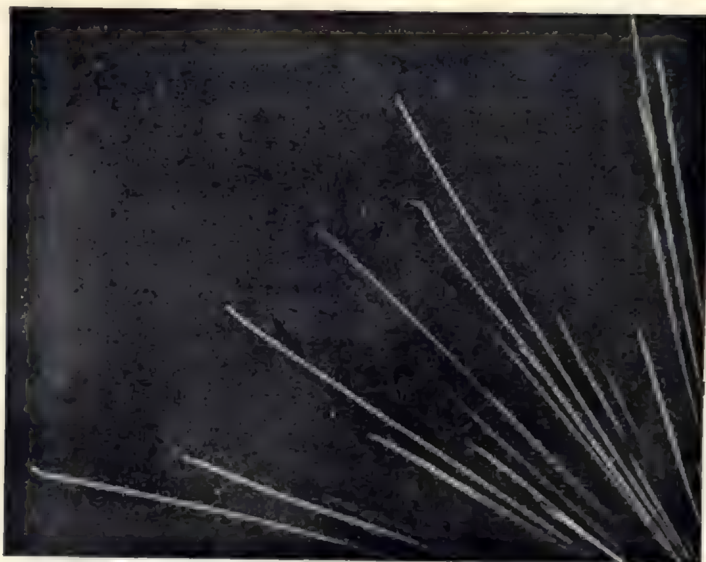


Fig. 34.



Fig. 35.

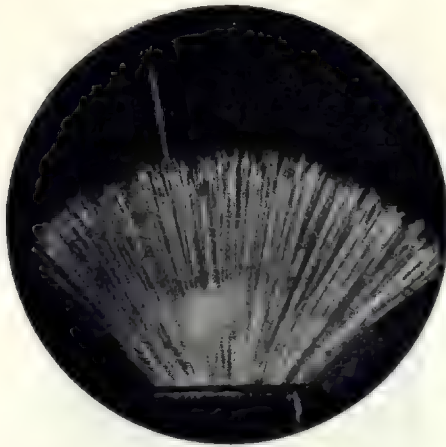


Fig. 36.



Fig. 37.

Wyd. „Mathesis Polskiej".

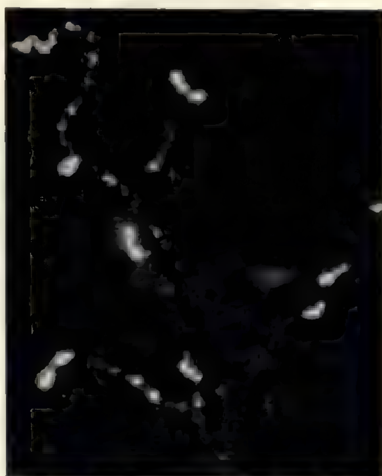


Fig. 38.



Fig. 39.

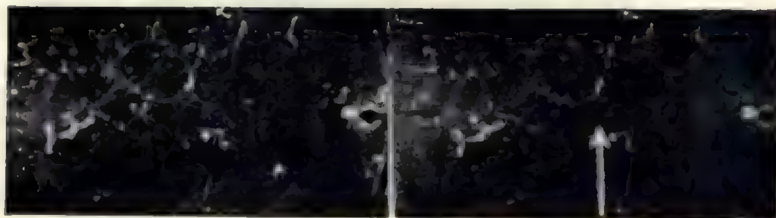


Fig. 40.

Wyd. „Mathesis Polskiej".

ROZDZIAŁ XV.

ELEKTRONOWA TEORJA METALI.

§ 1. Wstęp.

W niniejszym rozdziale rozpatrzymy teorję, która jest nietylko sama przez się interesująca i doniosła, lecz niezwykły bieg jej rozwoju jest pozatem nadzwyczaj pouczający. W dziejach fizyki spotykamy stale fakt charakterystyczny zresztą dla wielu dziedzin nauki: celem wytłumaczenia określonej grupy zjawisk fizycznych stawiamy pewną hipotezę, dotyczącą „zakulisowego" źródła tych zjawisk, niedostępnego dla naszych obserwacyj bezpośrednich, a którego istnienie musi być przyjęte za podstawę *teorji* danej dziedziny nauki. Wychodząc z założeń, które stanowią istotę przyjętej hipotezy, teorja musi dowieść, że zjawisko obserwowane jest zarówno pod względem jakościowym jak i ilościowym logiczną konsekwencją przyjętej hipotezy. W dziejach fizyki było wiele wypadków powstawania i wspaniałego rozkwitu teoryj, które, zdawało się, świetnie spełniały swoje zadanie, tłumacząc wszechstronnie daną grupę zjawisk. Jednakże po okresie wielkiego rozkwitu, podobnego do pochodu tryumfalnego zwycięzcy, następował okres stopniowego uwiądu teorji, w której wykrywano poważne braki. Okazywało się np., że prowadziła ona do wyników zupełnie niezgodnych z innemi zupełnie pewnemi zjawiskami lub faktami, które nie były początkowo brane pod uwagę; wskutek tej niezgodności z przyjętą hipotezą, tę ostatnią należało odrzucić, co prowadziło do upadku całej teorji. Należało więc starą hipotezę zamienić inną, i na niej, jako na nowym fundamencie, budować nową teorję. Zdarzało się też, że uczeni zbyt skwapliwie rezygnowali ze starej hipotezy i opartej na niej teorji. Było wówczas rzeczą niezrozumiałą, w jaki sposób hipoteza, która okazywała się jakgdyby nieprawdziwa, t. j. nie odpowiadająca rzeczywistości, mogła jednakże tłumaczyć nietylko jakościowe, lecz i ilościowe związki niekiedy bardzo obszernej dziedziny zjawisk fizycznych. To też zdarzały się przypadki, że nauka wracała do starej hipotezy,

wprowadzając do niej tylko pewne zmiany, które nie dotykały wcale jej istoty; dzięki tej zmianie jednak wszystkie braki znikały, i dawna teorja mogła się rozwijać i rozszerzać, przynosząc ogromną korzyść nauce.

Uderzający a jednocześnie pouczający przykład stanowi pod tym względem elektronowa teorja metali, którą tu właśnie rozpatrzymy. Powstała ona natychmiast po sformułowaniu teorji elektronów, t. j. w końcu ubiegłego stulecia. Koło 1920 r. elektronowa teorja metali zaczęła się chwiać, i uczeni w sposób stanowczy ją odrzucali. Jeszcze w 1928 r. ukazała się książka, w której rozdział poświęcony temu zagadnieniu kończył się uwagą, że hipoteza zasadnicza tej teorji nie może stanowczo odpowiadać rzeczywistości, niema jej jednak czem zastąpić. Lecz w tym samym czasie (1928 r.) ukazała się praca jednego z niemieckich uczonych, w której wprowadził on poprawkę do hipotezy zasadniczej, nie naruszającą zupełnie jej istoty, dzięki temu jednak wszystkie braki elektronowej teorji metali znikają. W chwili obecnej panuje nadal przekonanie, że hipoteza zasadnicza elektronowej teorji metali jest słuszna, t. j. odpowiada rzeczywistości.

Teorja elektronowa metali dotyczy pewnego szczególnego przypadku bardzo obszernego zagadnienia *mechanizmu przejścia prądu elektrycznego przez materję*, mianowicie przypadku, gdy materją jest metal; metale należą, jak wiadomo, do *dobrych przewodników elektryczności.*

Odróżniamy dwa typy przenoszenia elektryczności przez materję: *elektronowy* i *jonowy.* Przy przenoszeniu elektronowem, lub, jak się mówi, *przewodnictwie elektronowem* płynie wyłącznie prąd elektronów w kierunku przeciwnym do tego, który zwykle nazywa się kierunkiem prądu elektrycznego. Takie czysto elektronowe przewodnictwo mamy w próżni; wystarczy wymienić promienie katodowe choćby w lampach röntgenowskich. Jonowem przenoszeniem elektryczności, lub *przewodnictwem jonowem* nazywamy przypadek, gdy mamy do czynienia z *ruchem atomów lub cząsteczek,* będących nie w stanie obojętnym, lecz w stanie zjonizowanym. Mamy więc tu ruch *jonów:* dodatnich, które straciły jeden lub kilka elektronów, lub ujemnych, które mają nadmiar jednego lub kilku elektronów. Cechą najbardziej charakterystyczną jest tu ruch cząsteczek materjalnych. Typowy przykład przewodnictwa jonowego stanowią roztwory *elektrolitów.* Aczkolwiek odnoszące się tu zagadnienia były zasadniczo wyjaśnione już w XIX w., a wykład ich znaleźć można w elementarnych podręcznikach, jednakże przypomnimy tu w paru słowach istotę zjawiska. *Elektrolitami* nazywamy ciała, w których roztworach może nastąpić *elektroliza,* t. j. które, jak pierwotnie przypuszczano, są rozkładane

przez prąd elektryczny, przechodzący przez roztwór, na części składowe, wydzielające się na zanurzonych w roztworze elektrodach. Wiadomo oddawna, że elektrolity, zawierające sole, kwasy i zasady, rozpuszczone np. w wodzie, ulegają samorzutnemu rozpadowi, czyli t. zw. *dysocjacji elektrolitycznej*. Część cząsteczek ciała rozpada się na *dwa jony* różnoimiennie naelektryzowane. Tak np. w roztworze soli kuchennej mamy prócz cząsteczek soli również *swobodne jony*, a mianowicie atomy sodu, które straciły po jednym elektronie, i atomy chloru, które dołączyły do siebie również po jednym elektronie. Ładunki, znajdujące się na zanurzonych do roztworu elektrodach, przyciągają do siebie swobodne jony, wskutek czego jony sodu poruszają się przez roztwór w kierunku ujemnie naładowanej katody, a jony chloru — do dodatnio naelektryzowanej anody. Tak więc, nie można mówić o tem, że prąd „rozkłada" substancję; ta ostatnia nawet bez prądu jest już częściowo rozłożona. Podczas włączenia roztworu w obwód zamknięty prądu elektrycznego, elektrody wywołują tylko ruch składowych części elektrolitu, t. j. jonów w dwu przeciwnych kierunkach. Te dwa strumienie cząsteczek *materjalnych* stanowią właśnie całą istotę prądu elektrycznego w roztworach elektrolitów. Inny ruch elektryczności tu nie występuje; mamy więc do czynienia z przewodnictwem czysto jonowem.

Nie ulega wątpliwości, że *metale mają czysto elektronowe przewodnictwo*, że więc „prąd elektryczny" w metalach sprowadza się jedynie do ruchu elektronów, tak jak to ma miejsce w próżni, przytem i w tym przypadku elektrony płyną w kierunku przeciwnym do tego, który nazywa się zwykle kierunkiem prądu elektrycznego. Natomiast ruch tak lub inaczej naelektryzowanych *atomów metalu* jako takich nie zachodzi. Przekonywa nas o tem choćby fakt następujący: jeżeli zlutować końce dwu prętów z różnych metali i przepuścić przez nie prąd elektryczny, to nawet po długotrwałem działaniu prądu analiza chemiczna nie wykrywa w żadnej z warstw granicznych obu prętów jakichkolwiek śladów drugiego metalu; a ślady te musiałyby powstać, gdyby miało miejsce choćby tylko częściowe przenoszenie jonowe, t. j. zjonizowanych atomów metalu. Tak więc metale mają przewodnictwo wyłącznie elektronowe. Zauważmy, że z podwyższeniem temperatury przewodnictwo metali *maleje*, natomiast przewodnictwo roztworów elektrolitów — rośnie.

Czysto elektronowe oraz czysto jonowe przewodnictwo są jakgdyby dwoma krańcowemi przypadkami, pomiędzy któremi znajduje się szereg pośrednich. Należą tu pewne związki metali z siarką (siarczki) i tlenem (tlenki), w których przewodnictwo *rośnie* wraz ze wzrostem temperatury.

Następnie w pewnych związkach srebra z chlorowcami, mamy *przewodnictwo mieszane*, t. j. jednocześnie elektronowe i jonowe przenoszenie elektryczności. Wszystkie wymienione ciała należą do t. zw. półprzewodników elektryczności. Badanie mechanizmu przewodnictwa półprzewodników oraz nieprzewodników, ściślej bardzo złych przewodników (noszą one jeszcze nazwę *dielektryków*), rozwinęło się bardzo w ostatnich czasach i dało wiele interesujących wyników. Istnienie przewodnictwa jonowego w ciałach *stałych* zostało wykryte przez Warburga w 1884 r. w szkle ogrzanem do 300°; okazało się przytem, że prawa Faraday'a, dotyczące roztworów elektrolitów, są tu również ściśle zachowane. Nie będziemy się zatrzymywać na dalszych odnoszących się tu pracach; zostały one wykonane prawie całkowicie w ostatniem dziesięcioleciu.

Zasady elektronowej teorji metali były podane przez uczonego niemieckiego P. Drude'go wkrótce po ukazaniu się teorji elektronów. Podstawą tej teorji jest założenie, że podczas działania prądu elektrycznego na metal, następuje w tym ostatnim ruch elektronów. Zagadnienia, które teorja ta powinna rozstrzygnąć, są przedewszystkiem następujące:

1. Jakie jest pochodzenie elektronów, które, jak widać, mogą swobodnie poruszać się wewnątrz metalu?

2. W jakim stanie znajdują się owe elektrony w metalu, gdy nie działa nań siła elektryczna?

3. Jak się odbywa sam ruch elektronów?

4. Jak wytłumaczyć, t. j. wyprowadzić z założeń zasadniczych, znane prawo Ohma, wiążące natężenie otrzymywanego prądu elektrycznego z wielkością działającą na metal (np. na końce przewodnika) siły elektrycznej (elektrobodźczej) oraz zależność przewodnictwa od wymiarów i materjału przewodnika (drutu)?

5. Czy teorja może wytłumaczyć jakościowo i ilościowo jedną z ważnych własności metali, którą wyraża prawo Wiedemanna i Franza? Przypomnijmy, na czem ono polega. Jak wiadomo, metale są nietylko dobremi przewodnikami elektryczności, lecz i *dobremi przewodnikami ciepła.* Fizyka doświadczalna zdawna już opracowała metody bardzo dokładnego pomiaru zarówno przewodnictwa elektrycznego, jak i przewodnictwa cieplnego różnych ciał, w pierwszym rzędzie metali. Prawo Wiedemanna i Franza głosi, że *dla tej samej temperatury przewodnictwo elektryczne i przewodnictwo cieplne są do siebie proporcjonalne.* Jeżeli dla każdej z tych dwu wielkości fizycznych obrać odpowiednią jednostkę, to wyrażą się one różnemi liczbami, które są oczywiście dla rozmaitych metali niejednakowe. Oznaczmy wartości licz-

bowe przewodnictwa elektrycznego przez *s*, przewodnictwa cieplnego zaś przez *k*. Prawo W i e d e m a n n a i F r a n z a stwierdza przedewszystkiem, że w danej temperaturze ułamek *s/k* jest dla wszystkich metali jednakowy. Co więcej, okazało się, że wraz ze zmianą temperatury *zmienia się wartość ułamka s/k, mianowicie wzrasta ona proporcjonalnie do temperatury bezwzględnej*, którą jak zawsze oznaczamy przez T ($T = t + 273{,}1^0$, gdzie t jest temperaturą w skali C e l s i u s z a).

W ten sposób *prawo W i e d e m a n n a i F r a n z a* wyraża się prostą zależnością

$$\frac{s}{k} = aT, \tag{1}$$

gdzie a jest pewną liczbą jednakową dla wszystkich metali, lecz zależną oczywiście od wyboru jednostek wielkości s i k.

§ 2. Teorja D r u d e'go.

Przejdziemy teraz do omówienia teorji D r u d e'go. Wychodząc z zasadniczej hipotezy, że prąd w metalach przenoszony jest tylko przez elektrony, a nie przez zjonizowane atomy metalu, D r u d e założył, że w każdym metalu istnieją *elektrony swobodne*, które oderwały się od atomów metalu. Zasadą jego teorji jest sławna idea *gazu elektronowego*, t. j. pogląd, że zbiór swobodnych elektronów w metalu zachowuje się jak gaz i przytem *jednoatomowy*. Oznacza to, że gaz elektronowy posiada własności oraz można zastosować doń prawa, które wiążą się z pojęciem gazu jednoatomowego. Rozpatrzeniem tych praw zajmuje się *teorja kinetyczna gazów*, która powstała w połowie XIX w. Przypomnijmy pokrótce niektóre jej zasady i wyniki. W swej najprostszej postaci teorja ta zakłada, że każdy gaz składa się z poszczególnych cząsteczek lub atomów, które nie oddziaływają na siebie żadnemi siłami, z wyjątkiem przypadków, gdy się zderzają. Pomiędzy dwoma kolejnemi zderzeniami cząsteczki gazu znajdują się w ruchu *prostolinijnym* i jednostajnym. Ciała stałe i ciekłe, które stykają się z gazem, np. ścianki naczynia, w którem gaz jest zawarty, ulegają uderzeniom nadbiegających ku nim cząsteczek (bombardowanie molekularne), co tłumaczy *ciśnienie* gazu. Prędkość drobin gazowych jest bardzo wielka; rośnie ona proporcjonalnie do pierwiastka kwadratowego temperatury bezwzględnej gazu. Dla tlenu i azotu przy 0^0 C wynosi ona w przybliżeniu 500 *m/sek*. Dla danego gazu, znajdującego się pod danem ciśnieniem, charakterystyczne są następujące wielkości: *liczba cząsteczek w jednostce*

objętości, np. w 1 cm^3 oraz t. zw. *przeciętna droga swobodna* cząsteczki. Pierwszą z tych liczb, którą oznaczymy przez *n*, poznaliśmy w rozdz. II, § 1; wynosi ona w przybliżeniu (w 1 cm^3 przy ciśnieniu 1 atmosfery oraz w 0^0 C):

$$n = 3.10^{19}$$

Przeciętną drogą swobodną (oznaczmy ją przez *l*) nazywa się wielkość, którą otrzymujemy w sposób następujący. Po każdem zderzeniu zmienia się *kierunek* ruchu cząsteczki, która wskutek tego biegnie po linji łamanej podobnego kształtu, jak tor cząsteczki w ruchach Browna. Linja taka jest widoczna na fig. 1, rozdz. II, § 3; wprowadziliśmy tam również, przy omawianiu znalezionych przez Smoluchowskiego i Einsteina praw ruchów Browna, pojęcie przeciętnej długości drogi. Jeżeli uwzględnić, że nawet w małej objętości gazu ogromna liczba cząsteczek porusza się w najrozmaitszych kierunkach, to staje się rzeczą jasną, że tory cząsteczek od jednego zderzenia do następnego są w dużym stopniu przypadkowe; mogą one ulegać zmianom w bardzo szerokich granicach. Jeżeli jednak wziąć wszystkie przebyte drogi bardzo wielkiej liczby cząsteczek gazowych, przytem za okres czasu, w ciągu którego każda cząsteczka doznała ogromnej liczby zderzeń, i utworzyć przeciętną wszystkich tych dróg, to otrzymamy pewną długość, która musi oczywiście zależeć jedynie od rodzaju gazu i ciśnienia, pod którym się on znajduje; ta wielkość jest właśnie *przeciętną drogą swobodną l* cząsteczki gazowej. Teorja kinetyczna gazów podała metodę obliczenia tej wielkości, przyczem otrzymano wynik uderzający. Okazało się np., że w powietrzu przy ciśnieniu normalnem (atmosfery czyli 760 *mm* rtęci) przeciętna długość drogi swobodnej jest wielkością rzędu dziesięciotysięcznej części milimetra; jasnem jest, że wraz z rozrzedzeniem gazu wielkość ta musi rosnąć. Przyjmując, że prędkość cząsteczek gazowych jest równa (p. wyżej) 500 *m/sek*, łatwo obliczyć, że każda cząsteczka doznaje w powietrzu przy 0^0 C i ciśnieniu jednej atmosfery około *pięciu tysięcy miljonów* zderzeń w ciągu jednej sekundy.

Pierwotna teorja kinetyczna gazów zakładała, że wszystkie cząsteczki *danego* gazu mają jednakową prędkość. Wielki uczony angielski Cl. Maxwell sformułował swoje sławne *prawo rozkładu prędkości* w danej ilości cząsteczek gazowych, która musi być zasadniczo olbrzymia. Prawo to jest dość skomplikowane i podawać go tu nie będziemy. Zauważmy tylko, że przypomina ono prawa, które czasami podaje *statysty*-

ka, szukając np. rozkładu wzrostu między wielką liczbą ludzi *dorosłych* jednakowej płci, żyjących w mniej więcej jednakowych warunkach. Jest rzeczą jasną, że wzrost większości ludzi skupia się koło pewnej przeciętnej wielkości, niezbyt się od niej oddalając. Liczba zaś ludzi bardzo wysokich (wielkoludów) i bardzo niskich (karłów) jest stosunkowo bardzo mała. To samo ma miejsce również w przypadku rozkładu prędkości między drobinami gazu według prawa Maxwella. Zamiast porównywać *prędkości* cząsteczek gazowych, można też porównywać *energje* ich ruchów, które są proporcjonalne do *kwadratów prędkości*.

Skomplikowany wzór podany przez Maxwella wskazuje, że ogromna większość cząsteczek posiada energję, która nie różni się zbytnio od przeciętnej wartości energij wszystkich danych cząsteczek. Liczba cząsteczek szybko maleje zarówno ze wzrostem jak i z ubywaniem energji i dochodzi do zera dla bardzo wielkich oraz bardzo małych energij. Należy uwzględnić, że prawo Maxwella zostało wyprowadzone na podstawie pewnych określonych założeń, na których się tu zatrzymywać nie możemy (p. niżej), i które w ostatnich czasach zostały zastąpione przez inne, dające rozkład prędkości (lub energji), różniący się od rozkładu maxwellowskiego. Do prawa Maxwella wrócimy w § 5 niniejszego rozdziału.

Jak już mówiliśmy, Drude założył, że elektrony swobodne w metalu mają własności jednoatomowego gazu, że można więc mówić o „gazie elektronowym", który oderwał się od atomów metalu. Wiemy obecnie, że metale mają budowę krystaliczną, t. j. składają się z zespołu bardzo maleńkich kryształków. Zresztą mamy już obecnie sposób otrzymywania „kryształów pojedyńczych", t. j. stosunkowo dużych kawałków metalu, które stanowią jeden kryształ (metali „jednokrystalicznych"). O budowie kryształów mówiliśmy już w rozdz. V, § 6; widzieliśmy, że atomy lub cząsteczki są w kryształach umieszczone w punktach węzłowych siatki przestrzennej. W przypadku metalu odnosi się to do poszczególnych jego atomów, jakby umocowanych w określonych punktach, koło których wykonywają tylko niewielkie oscylacje, energja tych oscylacyj jest właśnie energją cieplną. Od tych atomów łatwo odrywają się jeden lub kilka elektronów w ten sposób, że w węzłach siatki pozostają jony dodatnie. Jednakże analogja pomiędzy gazem elektronowym i zwykłym nie może być zupełna. Nie mówiąc już o tem, że pomiędzy elektronami mamy odpychanie, którego niema pomiędzy cząsteczkami zwykłego gazu, należy zwrócić uwagę na to, że elektrony ulegają olbrzymim siłom przyciągania ze strony prawie nieruchomych dodatnio zjonizowanych atomów, które stanowią jakgdyby szkielet metalu. Wskutek tego drogi przebywane

przez elektron nie mogą już być prostolinjowemi, jak w gazach (p. wyżej), lecz muszą być silnie zakrzywione. Jest więc rzeczą jasną, że zidentyfikowanie ruchu elektronów z ruchem cząsteczek gazowych nie jest dostatecznie uzasadnione, i Drude stosował je jako pierwsze przybliżenie dla uproszczenia zagadnienia, mając przytem możność używania pewnych gotowych już wzorów teorji kinetycznej gazów.

Zasadnicza idea Drude'go o obecności *swobodnych* elektronów w metalach znalazła swe potwierdzenie w zadziwiających doświadczeniach uczonego amerykańskiego Tolmana, wykonanych w 1916 r. i 1923 r. Są one oparte na rozumowaniach następujących. Wyobraźmy sobie mianowicie szybko poruszający się kawałek metalu, który się nagle zatrzymuje. Łatwo zrozumieć, że zmiana prędkości nie odrazu zostaje przekazana *swobodnym* elektronom, które są w dalszym ciągu w ruchu w kierunku już zatrzymanego ruchu metalu. Lecz przesunięcie wszystkich swobodnych elektronów w tym samym kierunku wewnątrz metalu stanowi nic innego, jak *powstawanie w nim prądu elektrycznego.* Dotyczy to również dowolnego przyśpieszenia lub zwolnienia ruchu metalu. Obliczenia wskazują, że powstające w takich warunkach prądy w metalu muszą być nadzwyczaj słabe, a wykryć je jest pod względem doświadczalnym ogromnie trudno. Jednakże Tolman, biorąc kawałek metalu, który wykonywał bardzo szybkie ruchy drgające, zdołał pokonać wszystkie trudności i dowieść istnienia wspomnianego prądu oraz zmierzyć jego wielkość, która okazała się istotnie równa wartości, wynikającej z bardzo prostego rachunku. Doświadczenia te wykazały obecność swobodnych elektronów w metalu i musiały, — zdawałoby się! — nazawsze przekonać o ich istnieniu. Zobaczymy jednakże, że było inaczej.

Wychodząc z wyżej podanych założeń, Drude dowiódł, że prowadzą one w sposób prosty i łatwy do zasadniczego dla teorji prądu elektrycznego *prawa Ohma*, m. inn. zaś również do doświadczalnie stwierdzonej zależności przewodnictwa od wymiarów przewodnika. Drude założył mianowicie, że pod wpływem zewnętrznej siły elektrobodźczej elektrony otrzymują *prędkość dodatkową* w kierunku tej siły. Te dodatkowe prędkości, powodujące przesunięcie całego gazu elektronowego w jednym kierunku, są też prądem elektrycznym, który powstaje pod wpływem zewnętrznej siły elektrycznej. Zwykły rachunek prowadzi wtedy do prawa Ohma. W ten sposób prąd elektryczny jest analogiczny do przedmuchiwania gazu przez ciało porowate, którego rolę odgrywa w tym przypadku szkielet metalu, utworzony przez jego jony: jest to coś w rodzaju wiatru.

Jak wiadomo, przewodnik, gdy przechodzi przezeń prąd elektryczny, *ogrzewa się*, t. j. wydziela się w nim t. zw. *ciepło Joule'a*. Powstanie tego ciepła tłumaczy się w ten sposób, że elektrony, które nabyły prędkość dodatkową, a więc i dodatkową energję kinetyczną, oddają ją przy zderzeniach z jonami metalu, których ruch cieplny w ten sposób rośnie.

Jest rzeczą szczególnie ważną, że hipoteza gazu elektronowego tłumaczy w zupełności *prawo Wiedemanna i Franza*, które wyraża równ. (1). Teorja kinetyczna gazów oddawna zanalizowała zagadnienie przewodnictwa cieplnego gazów i ma na nie gotowe wzory. Jeżeli je zastosować w naszym przypadku, to można obliczyć owo *dodatkowe przewodnictwo* cieplne, które musi mieć metal dzięki obecnemu w nim gazowi elektronowemu. Okazuje się, że *jeżeli otrzymane w ten sposób dodatkowe przewodnictwo cieplne przyjąć za całkowite przewodnictwo cieplne metalu k*, t. j. jeżeli założyć, że gaz elektronowy ma przeważającą rolę przy przenoszeniu ciepła z bardziej do mniej ogrzanego miejsca metalu, a na przewodnictwo elektryczne *s* przyjąć wyrażenie, które się otrzymuje przy wyprowadzeniu prawa Ohma, wtedy otrzymujemy właśnie równ. (1). Jest przytem rzeczą szczególnie uderzającą, że liczba *a* zależna od wyboru jednostek przewodnictwa elektrycznego i cieplnego jest bardzo bliska wartości, jaką daje doświadczalne wyznaczanie wielkości *k* i *s*. Tak np. przy pewnym wyborze jednostek teorja daje na *a* wartość $2{,}27 . 10^8$, doświadczenie natomiast daje dla szeregu metali wartości, wahające się koło liczby $2{,}40 . 10^8$. Jest to bezsprzecznie duży triumf elektronowej teorji metali.

Jednakże uważna analiza wykryła wkrótce, że teorja ta jest wewnętrznie sprzeczna. Jeżeli mianowicie przewodnictwo cieplne sprowadza się do przewodnictwa cieplnego gazu elektronowego, to energja cieplnego ruchu drgającego jonów metalicznych w danem miejscu musi być w zupełności wyznaczona przez energję cieplną ruchu elektronów w tem samem miejscu, co jest możliwe tylko w przypadku, gdy *ilość elektronów w jednostce objętości jest bardzo duża*, i jest mianowicie porównywalna z liczbą jonów w jednostce objętości. Przeczy jednak temu wyraźnie fakt następujący. Według znanego *prawa Dulonga i Petit* ciepło właściwe gram-atomu metalu czyli t. zw. *ciepło właściwe atomowe* równe jest liczbie 6, co jest bezwarunkowo słuszne, jeżeli założyć, że energja cieplna metalu jest wyznaczona przez energję kinetyczną ruchu jego atomów. Jeżeli jednak przypuścić, że liczba *swobodnych* elektronów w metalu jest tego samego rzędu, co i liczba jonów, to ciepło właściwe metalu musi być znacznie większe od 6. Fakt jednakże, że jest ono równe tej liczbie, wskazuje, że

w zagadnieniu ciepła właściwego gaz elektronowy żadnej lub prawie żadnej roli nie odgrywa. Możliwe to zaś jest tylko w tym przypadku, *gdy liczba swobodnych elektronów jest bardzo mała w porównaniu z liczbą jonów*. W ten sposób dochodzimy do sprzecznych wniosków; wywód prawa Wiededemanna i Franza dowodzi, że liczba swobodnych elektronów musi być bardzo wielka, zaś prawo Dulonga i Petit ze swej strony świadczy, że liczba ta jest bardzo mała w stosunku do ilości zjonizowanych atomów w metalu.

§ 3. Prace H. A. Lorentza, J. I. Frenkel'a, J. J. Thomsona.

Drude założył w swych rachunkach, że swobodne elektrony poruszają się z jednakową prędkością. Wkrótce po ogłoszeniu pracy Drude'go ukazała się praca znakomitego uczonego holenderskiego H. A. Lorentza, w której rozpatruje on głębiej teorję gazu elektronowego, stosując doń prawo Maxwella (p. wyżej), t. j. zakłada, że rozkład prędkości wśród swobodnych elektronów jest taki sam, jak i w zwykłym gazie. Jednakże to „udoskonalenie" teorji Drude'go prowadzi raczej do gorszych rezultatów, ponieważ w prawie Wiedemanna i Franza daje ono w równ. (1) na a wartości 1½ razy mniejsze, od danych doświadczalnych.

Dalsze usiłowania szły w kierunku wprowadzenia do teorji gazu elektronowego różnego rodzaju zmian. Wymienimy tu jedną z nich (z 1915 r.), którą zawdzięczamy uczonemu angielskiemu J. J. Thomson'owi. Uczony ten zakłada, że elektrony nie poruszają się swobodnie pomiędzy jonami, od jednego przypadkowego zderzenia do drugiego, lecz, że zostają one nieprzerwanie jakby przenoszone od atomu do atomu. Gdy nie działają siły elektryczne zewnętrzne, to przenoszenie odbywa się w sposób nieuporządkowany we wszystkich kierunkach. Natomiast pole elektryczne przyczynia się do unoszenia elektronów w kierunku działającej siły elektrycznej. Tym właśnie nadmiarem przenoszeń jest uwarunkowane powstanie prądu elektrycznego w metalu. Ze wzrostem temperatury rośnie ruch cieplny atomów metali, i wtedy regularność przenoszenia zostaje zachwiana, natężenie prądu maleje, co właśnie odpowiada *zmniejszeniu przewodnictwa elektrycznego*. W bardzo niskiej temperaturze, gdy ruch atomów jest więc bardzo słaby, tworzą się w metalu zamknięte tory elektronów; na torach tych elektrony poruszają się nieprzerwanie i regularnie. Pole zewnętrzne uzgadnia te tory ze swoim kierunkiem, co też tłumaczy nieprzerwany prąd w nadprzewodnikach (rozdz. XII, § 2). Jednak

i ta dowcipna teorja nie jest możliwa do przyjęcia, gdyż nie rozwiązuje całego szeregu zagadnień.

Przez pewien czas zakładano również, że przy obniżeniu temperatury musi również maleć ruchliwość elektronów, które wreszcie, jak mówiono, niejako „przymarzają“ do atomów. Wnioskowano stąd, że w bardzo niskich temperaturach przewodnictwo cieplne metali ponownie *maleje*, dążąc do zera. Pogląd ten został obalony przez odkrycie nadprzewodników. W 1924 r. ukazała się szczegółowo opracowana teorja elektronowa metali uczonego rosyjskiego J. I. Frenkel'a (Leningrad), który zakłada, że nawet w temperaturze bezwzględnego zera elektrony swobodne mają w metalu bardzo dużą energję kinetyczną ruchu, która nie ulega prawie zmianom ze wzrostem temperatury, i że liczba swobodnych elektronów jest mniej więcej taka sama, jak liczba jonów metalu. Do takiego wniosku doprowadziło Frenkel'a rozważanie przechodzenia *par metali* w stan ciekły i stały. Wiadomo, że pary metali są nieprzewodnikami elektryczności (dielektrykami). Wreszcie należy założyć, że zgodnie z teorją Bohr'a, elektrony zewnętrzne krążą w atomach metali na bardzo wydłużonych elipsach, t. j. przy każdym obrocie dokoła jądra oddalają się odeń bardzo znacznie, natomiast elektrony walencyjne atomów metaloidów krążą po orbitach tylko nieznacznie wydłużonych.

W parach metali przeciętne wzajemne odległości atomów są stosunkowo duże nawet w porównaniu do orbit elektronów walencyjnych, które, nie zbliżając się do atomów sąsiednich, pozostają ściśle związane ze swemi gospodarzami. Lecz, gdy nastąpi kondensacja pary, t. j. po przejściu metalu w stan ciekły lub stały, atomy okazują się bardzo blisko siebie, i wtedy zewnętrzne elektrony z łatwością przelatują od jednego do drugiego, przyczem wykonywają dokoła każdego z nich niewielką liczbę obrotów. W ten sposób elektrony te błądzą w całej zajmowanej przez metal objętości. Są to właśnie owe tworzące „gaz elektronowy“ *swobodne* elektrony, które, chociaż nie są w zupełności swobodne, nie są też jednak związane z jakimś określonym atomem.

Zwróćmy uwagę, że zasadnicze myśli teorji Frenkel'a tłumaczą, czemu gaz elektronowy zupełnie lub prawie zupełnie nie wpływa na przewodnictwo cieplne metalu. Postępując w ten sposób dalej, Frenkel formułuje swą teorję przewodnictwa elektrycznego i cieplnego, wyprowadza prawo Wiedemanna i Franza i podaje warunki, dla których prawo to musi być słusznem. Teorja Frenkel'a nie potrafiła przekonać uczonych, którzy uważali, że teorja swobodnych elektronów w metalu musi być odrzucona. Jeszcze bowiem w 1928 r. pisano, że swobodnych elektronów wogóle niema.

§ 4. Teorja Sommerfelda.

Pomimo to właśnie w 1928 r. mamy do zanotowania duży przewrót dzięki pięknej pracy uczonego niemieckiego A. Sommerfelda. Przedtem już zdążyła znacznie się rozwinąć nowa *mikromechanika*, której poświęcimy ostatni rozdział tej książki, i której wspaniały rozwój rozpoczął się w 1926 r., chociaż początki jej datują się już od 1924 r. Sommerfeld skorzystał z podstaw nowej mechaniki oraz z pewnych bardzo doniosłych nowych zasad, o których powiemy tu słów kilka.

Zajmiemy się przedewszystkiem sławną zasadą, która od nazwiska swego odkrywcy, nosi nazwę *zasady Pauli'ego* lub też *zakazu Pauli'ego* (Pauli - Verbot). W rozdz. IV, § 8 poznaliśmy pojęcie *kwantowania* oraz pewne wielkości, które noszą nazwę *wyrazów widmowych*. Widzieliśmy, że kwantowanie daje dla obracającego się dokoła jądra atomowego elektronu kształt i wymiary orbity, a czasami i jej położenie w przestrzeni. Nie wyczerpuje to jednak zupełnie zagadnienia kwantowania. Dodamy tu mianowicie jedno doniosłe uzupełnienie. W rozdz. II, § 5 mówiliśmy mimochodem o *obracających się* elektronach. *Prędkość obrotu* jako jedna z wielkości, która określa „stan elektronu", a więc i stan atomu, który go zawiera, musi być również poddana kwantowaniu, t. j. na podstawie ustalonych reguł (rozdz. IV, § 8) muszą być znalezione *możliwe* wartości tej prędkości. Okazuje się przytem, że możliwe są tylko dwa przypadki, a mianowicie dwa obroty o jednakowych co do wartości, lecz przeciwnych co do kierunków prędkościach kątowych. Mamy więc tylko dwie możliwe liczby kwantowe, a zatem każdy z zewnętrznych elektronów atomu jest scharakteryzowany przez zbiór pewnych (zazwyczaj czterech) liczb kwantowych, energja atomu zaś jest wyznaczona przez liczby kwantowe wszystkich obecnych w nim elektronów.

Zasada Pauli'ego (1927) głosi, że *każdej grupie liczb kwantowych może odpowiadać jeden i tylko jeden elektron.* Nazwijmy dwa elektrony równoważnemi, jeżeli wszystkie ich liczby kwantowe są jednakowe. Zasadę Pauli'ego można wówczas sformułować w ten sposób: *W atomie nie może być dwóch (lub więcej) elektronów równoważnych.* Każdy elektron musi mieć swą grupę liczb kwantowych. Powód, dla którego w atomie nie może być choćby dwu równoważnych elektronów, jest nieznany. To też zasada Pauli'ego robi wrażenie jakiegoś dekretu lub też „zakazu"; stąd też nazwa: „zakaz" Pauli'ego. Możemy jeszcze to samo wyrazić inaczej, a mianowicie: niezależnie od ilości elektronów zewnętrznych w atomie, każdy z nich musi różnić się od wszystkich innych choćby jedną z liczb

kwantowych, np. liczbą, która wyznacza prędkość kątową ruchu obrotowego elektronu w jedną (+) lub przeciwną (—) stronę.

Zauważmy, że zakaz Pauli'ego rzuca światło na stopniową budowę i nadbudowę warstw *K*, *L*, *M* i t. d. (rozdz. IV, §§ 4 i 5) oraz zawartych w nich podgrup. Liczba elektronów w każdej warstwie i w każdej podgrupie nie może przekraczać określonej wartości. Gdy warstwa lub podgrupa są wypełnione, wtedy mamy widocznie elektrony o wszelkich możliwych w danym przypadku kombinacjach liczb kwantowych. Ani jeden elektron nie może być tu dodany, bowiem jego liczby kwantowe okazałyby się identyczne z liczbami kwantowemi jednego z elektronów, który już jest zawarty w warstwie lub podgrupie, co jest właśnie „zakazane". Weźmy najprostszy przypadek — warstwę *K*. Możliwe są tu dwa kwantowania, z których pierwsze jest dane przez równ. (5) rozdz. IV, § 3, przyczem dla warstwy *K* mamy $k = 1$, zaś drugie daje kierunek i wielkość ruchu obrotowego elektronów; jak już wiemy, otrzymujemy dwie liczby kwantowe o różnych znakach. Stąd widać, że w warstwie *K* mogą być tylko dwa elektrony, trzeci bowiem jest już, zgodnie z zakazem Pauli'ego, niedopuszczalny. W ten sam sposób można dowieść, że w warstwie *L* nie może być więcej niż 8 elektronów, w warstwie *M* więcej niż 18-cie i t. d.

W temperaturze zera bezwzględnego energja atomów normalnych niewzbudzonych musi być minimalna. Jednakże minimum to, dzięki zakazowi Pauli'ego, nie jest bezwzględne, t. j. energja nie jest najmniejsza, którą można sobie dla danego jądra oraz dla danej liczby elektronów zewnętrznych pomyśleć, lecz tylko względne. Gdyby nie było ograniczającego zakazu, to wszystkie elektrony przeszłyby na jednakową najbliższą jądra atomu odległość, t. j. do warstwy *K*, co jest jednak niemożliwe, ponieważ w warstwie tej mogą się znaleźć tylko dwa elektrony, i tylko pod warunkiem, że ich osie obrotu (lepiejby je było nazwać osiami magnetycznemi, ponieważ obracający się elektron jest jednocześnie maleńkim magnesem), mają kierunki przeciwne.

Przejdziemy teraz do innej zdobyczy naukowej, którą nauka została wzbogacona w 1926 r. dzięki pracom młodego uczonego italskiego E. Fermi'ego. Uczony ten zastosował ideę zakazu Pauli'ego, dotyczącą budowy atomu, w dziedzinie zupełnie innej. Widzieliśmy wyżej, że Cl. Maxwell rozwiązał zagadnienie rozkładu prędkości, lub, powiedzmy lepiej — energji kinetycznej ruchu pomiędzy cząsteczkami danej ilości gazu, a H. A. Lorentz założył, że gaz elektronowy podlega maxwellowskiemu rozkładowi energji. Mówiliśmy też, że założenie Lorentza nie przyczyniło się do udoskonalenia teorji Drude'go, lecz

raczej do pogorszenia otrzymywanych rezultatów. Aby choćby w pewnym tylko stopniu wyjaśnić ideę Fermi'ego oraz jej związek z zakazem Pauli'ego, ograniczymy się jedynie do niewielu wskazówek drogą pewnych analogij, nie możemy bowiem wdawać się w bardzo skomplikowane wywody matematyczne.

Z punktu widzenia historycznego mamy trzy metody rozkładu energji w cząsteczkach gazu zwykłego lub elektronowego, przyczem dla ilustracji zamiast rozkładu energji możemy mówić o rozkładzie danej liczby cząsteczek w różnych komórkach, z których każda odpowiada pewnej określonej energji. Nie dotykamy tu jednak zagadnienia jaki jest w danej chwili rozkład faktyczny cząsteczek w przestrzeni, wypełnionej przez dany gaz. Aby trzy wspomniane metody zilustrować, rozpatrzymy nadzwyczaj prosty przypadek rozkładu, który daje jednakże pewne pojęcie o istocie sprawy. Przypuśćmy, że *należy ulokować dwie kule a i b w dwu naczyniach A i B.* Trzy metody żądanego rozkładu polegają na następującem.

I. *Sposób klasyczny*, który stosował Maxwell i który szczególnie został rozwinięty przez uczonego austrjackiego Boltzmanna. Polega on na tem, że każdej cząsteczce przypisujemy nietylko samoistne istnienie, co jest samo przez się zrozumiałe, lecz że cząsteczki są jakby ponumerowane w ten sposób, że zamiana jednej cząsteczki przez drugą daje już nowy rozkład. W tym przypadku możliwe są *cztery rozkłady* kul *a* i *b* w dwu naczyniach *A* i *B*, a mianowicie:

A	*B*	
ab	—	Obie kule w *A*
—	*ab*	Obie kule w *B*
a	*b*	*a* w *A*, *b* w *B*
b	*a*	*b* w *A*, *a* w *B*.

Pozatem żadnych warunków ograniczających tu niema.

II. Inny sposób zaproponował uczony induski Bose, a zastosował go w pewnych swych pracach Einstein, to też nosi on nazwę metody Bose'go - Einsteina. Metoda ta była stosowana przez Einsteina do kwantów światła, które są uważane niejako za identyczne, jeżeli mają tę samą wielkość $\varepsilon = h\nu$, t. j. jednakową częstość drgań (rozdz. III, § 3). Przestawianie kwantów nie daje zatem nowego rozkładu, całkowita więc liczba przestawień wynosi *trzy:*

A	B	
ab	—	Obie kule w A
—	ab	Obie kule w B
a	b	Jedna kula wA, druga w B.

III. *Sposób P a u l i - F e r m i'ego.* Zasada P a u l i'ego nie dopuszcza istnienia w atomie dwóch elektronów, będących w zupełnie *jednakowych stanach*, t. j. mających te same liczby kwantowe. Stosując tę myśl do powyższego przykładu, powiemy, że dwie kule nie mogą się znaleźć w jednem naczyniu. Pozostają więc tylko *dwa możliwe rozkłady:*

A	B	
a	b	co jest samo przez się zrozumiałe.
b	a	

Tę właśnie zasadę, która nie pozwala na współistnienie dwóch cząsteczek, znajdujących się w tym samym stanie, zastosował F e r m i do gazów i znalazł przytem rozkład prędkości, *który różni się w sposób istotny od rozkładu maxwellowskiego.* Okazuje się, że w każdym kierunku ruchu mamy *tylko jedną cząsteczkę,* co jest słuszne nawet dla bardzo wielkich prędkości. W związku z tem teorja F e r m i'ego daje zupełnie nowe rozwiązanie zagadnienia zależności energji gazu od jego temperatury. Dawna teorja prowadziła do wniosku, że energja gazu jest proporcjonalna do temperatury bezwzględnej T ($t^0 C + 273{,}1^0$), a więc dla bezwzględnego zera temperatury energja równa się zeru. Teorja F e r m i'ego daje dla $T = 0$ pewną wartość energji gazu, która w niskich temperaturach nie zależy od temperatury, następnie rośnie powoli i tylko dla stosunkowo wysokich temperatur staje się równą tej, którą daje dawna teorja.

Powyższą teorję F e r m i'ego zastosował S o m m e r f e l d, do gazu elektronowego zawartego w metalu, zamiast stosowanej przez H. A. L o r e n t z a teorji M a x w e l l a. Okazało się, że przy $T = 0$ przeciętna energja kinetyczna elektronów nie jest równa zeru (nie przymarzają one do atomów), lecz ma wartość tem większą, im bardziej gaz jest ściśniony, t. j. im pod większem znajduje się ciśnieniem. Liczba elektronów w danej objętości gazu jest mniej więcej równa liczbie atomów metalu. Prędkość elektronów jest w przybliżeniu równa prędkości ruchu elektronów zewnętrznych (walencyjnych) w poszczególnym atomie. Wzrost prędkości przy przejściu od temperatury $T = 0$ nawet do zwykłych temperatur jest bardzo nieznaczny. Ciepło właściwe takiego bardzo gęstego gazu elektronowego jest bardzo nieznaczne, jak właśnie

być powinno (§ 2) zgodnie z danemi doświadczeniami. Do ciepła właściwego metalu gaz elektronowy nic prawie nie dodaje.

Sommerfeld obliczył przewodnictwo elektryczne s i przewodnictwo cieplne k. Niestety doświadczalne sprawdzenie otrzymanych przez niego związków nie jest możliwe, gdyż zawierają one przeciętną długość drogi swobodnej elektronu l (§ 2), która nie jest znana. Jeżeli jednak podzielić k przez s, wówczas przeciętna długość drogi swobodnej l się skraca, t. j. znika z równań, i otrzymujemy znaną zależność (1)

$$\frac{s}{k} = aT,$$

przyczem *otrzymana w ten sposób wartość na a, jest w doskonałej zgodzie z doświadczeniem.* Jeżeli dla metali wziąć znane nam przewodnictwo elektryczne i jego zależność od temperatury, to można wyprowadzić ciekawe wnioski, dotyczące przeciętnej drogi swobodnej l elektronów w metalu. Okazuje się, że l jest odwrotnie proporcjonalne do temperatury bezwzględnej T. Droga swobodna rośnie nieograniczenie, gdy zbliżamy się do temperatury $T = 0$. Wielkość l zaś jest w temperaturze pokojowej równa mniej więcej jednej dziesięciotysięcznej części milimetra, t. j. jest bliska długości drogi swobodnej cząsteczki gazu, która znajduje się w temperaturze 0^0 i przy normalnem ciśnieniu (760 *mm* słupa rtęci). Cząsteczki w takim gazie znajdują się jednakże daleko od siebie, t. j. koncentracja jest bardzo mała. Natomiast w gazie elektronowym koncentracja jest, jak widzieliśmy, bardzo wielka, równa się bowiem w przybliżeniu koncentracji atomów w stałym metalu. Odgrywa tu oczywiście rolę względnie mały rozmiar elektronów, który zmniejsza prawdopodobieństwo zderzeń. Nie możemy się tu wdawać w dalsze szczegóły, dotyczące pracy Sommerfelda, w wielu punktach związanej z nową mikromechaniką. Wyżej powiedziane wystarczy jednak, do zrozumienia, że nauka całkowicie wróciła do odrzuconej w ciągu pewnego czasu zasadniczej hipotezy *swobodnych elektronów,* które tworzą wewnątrz każdego metalu *gaz elektronowy.*

§ 4. Emisja elektronów przez ciała rozgrzane i zimne.

Zjawisko, które będzie tu rozpatrzone, jest ostatnio niezwykle popularne dzięki zastosowaniom w komunikacji radjowej, zwłaszcza na dalekie odległości. Używa się przytem szczególnego rodzaju maleńkich lampek, które są w sprzedaży pod różnemi nazwami, jak np. lamp katodo-

wych, lamp detektorowych i t. p. Istota zjawiska polega na tem, że z *powierzchni ciała, posiadającego dostatecznie wysoką temperaturę wybiegają elektrony*. Zjawisko to zostało odkryte jeszcze w 1884 r. przez Edisona, który zauważył, że w próżni odbywa się przenoszenie ładunku elektrycznego od ciała rozżarzonego do ciał otaczających. Szczególnie wszechstronnie badał to zjawisko, począwszy od 1900 r., O. W. Richardson. Uczony ten wprowadził dla prądu elektrycznego, pochodzącego od ciała rozgrzanego, nazwę *prądu termojonowego*, zaś dla cząsteczek, które z takiego ciała wylatują — nazwę *termojonów*. Przekonamy się, że termojonami mogą być nietylko elektrony, lecz również *jony dodatnie*, t. j. atomy lub cząsteczki, które straciły jeden lub kilka elektronów.

Richardson umieszczał w próżni naprzeciwko rozżarzonej płytki metalowej inną, zimną, połączoną z elektrometrem; pomiędzy temi płytkami ustalono pewną różnicę potencjałów V o takim znaku, aby pod jej wpływem termojony były w ruchu od płytki rozgrzanej do zimnej. Zwykle zamiast rozżarzonej płytki używamy drucika np. platynowego lub wolframowego, ogrzewanego prądem elektrycznym, zamiast zaś zimnej płytki stosujemy wydrążony walec o cienkich ściankach, wzdłuż osi którego jest przeciągnięty rozżarzony drucik. Elektrometr zastępujemy czułym galwanometrem, który jest połączony z ziemią i mierzy natężenie prądu termojonowego. Pozwala to obliczyć natężenie prądu, wychodzącego z *centymetra kwadratowego powierzchni ciała nagrzanego, w amperach*. W ten sposób można zbadać doświadczalnie dużą liczbę różnorodnych zagadnień, dotyczących rozmaitych warunków, które wpływają na bieg zjawiska. Wpływy te nadzwyczaj komplikują zjawisko, tak że bardzo trudno je zanalizować i należycie rozważyć działanie każdego. Do takich należą: *temperatura* ciała, które wysyła termojony, *rodzaj* tego ciała, stan jego powierzchni, *domieszki* w nim zawarte, w tej liczbie również gazy, *rodzaj gazu lub pary*, która otacza ciało rozgrzane, ciśnienie tego gazu, t. j. stopień jego rozrzedzenia i t. d. Liczba prac, które są poświęcone rozwiązaniu tych zagadnień, ogromnie urosła od chwili wynalezienia lampy katodowej i wyświetlenia doniosłego znaczenia zjawisk termojonowych dla celów technicznych. Prócz wspomnianych zagadnień, które dotyczą różnych warunków, wpływających na emisję termojonów, powstaje jeszcze ciekawe zagadnienie prędkości termojonów przy wyjściu z powierzchni emitującej.

Mówiliśmy już wyżej, że termojony mogą być bądź elektronami, bądź też jonami, t. j. dodatnio naelektryzowanemi atomami lub cząsteczkami

Uczeni zainteresowali się początkowo najbardziej *emisją elektronów przez ciała rozgrzane*. Sprawie tej jest poświęcona prawie cała niezmierna literatura o zjawiskach termojonowych, i tylko ona gra rolę w technice, np. w komunikacji radiowej. Emisją dodatnich cząstek *materjalnych* zajmowało się stosunkowo niewielu badaczy, powiemy o tem zjawisku parę słów na zakończenie. Zauważmy jeszcze tylko, że elektrony można odróżnić od jonów na zasadzie następujących rozważań. Widzieliśmy, że w opisanym wyżej przyrządzie ustalamy między wewnętrznym drucikiem a zewnętrznym walcem, choćby przy pomocy baterji akumulatorów, różnicę potencjałów V. Jeżeli drucik jest przytem naładowany (—), a walec (+), to pole elektryczne pędzi elektrony od drucika do walca, natomast jony — z powrotem do drucika. Jeżeli zmieniać kierunek pola tak, aby drucik był naładowany (+), a walec — (—), to jony zostaną przenoszone do walca, elektrony zaś będą podlegać siłom, skierowanym od walca do drucika. Aby elektrony mogły w tym wypadku dojść do walca, koniecznem jest, by zasób energji kinetycznej J ruchu elektronów przy ich wyjściu z powierzchni ciała rozgrzanego był dostateczny do wykonania pracy przezwyciężenia sił elektrycznych na drodze od drucika do walca. Wiemy, że praca ta równa się iloczynowi eV, gdzie e jest ładunkiem elektronu, V zaś różnicą potencjałów, którą elektrony muszą przezwyciężyć. Aby zatem elektrony mogły dojść do walca i zostać wykryte przez elektrometr lub galwanometr, musi być spełniona nierówność: J większe od eV, t. j.

$$J > eV \qquad (6)$$

Jeżeli teraz powiększać różnicę potencjałów V, to osiągniemy wkońcu taką wartość V, przy której prądu między drucikiem a walcem niema. W tej chwili mamy więc równość:

$$J = eV \qquad (7)$$

Ponieważ e i V są znane, więc równość ta daje nam energję kinetyczną elektronu w chwili jego wyjścia z powierzchni ciała rozgrzanego, łatwo więc stąd obliczyć *prędkość elektronów, które opuszczają drucik*. Sprawa nie jest jednak tak prosta, w rzeczywistości bowiem *elektrony wylatują z powierzchni ciała rozgrzanego z bardzo różnemi prędkościami*. Dla każdego V dosięgną walca tylko te elektrony, które czynią zadość nierówności (6). Stąd wynika, że ze wzrostem V musi maleć natężenie prądu, który przechodzi przez galwanometr. Badając to stopnio-

we zmniejszanie się natężenia, *można poznać rozkład prędkości termoelektronów.* Badania takie były wykonywane wielokrotnie, przyczem otrzymano godny uwagi wynik, na którym się nieco zatrzymamy.

W § 2 poznaliśmy prawo rozkładu prędkości między cząsteczkami zwykłego gazu, które podał M a x w e l l. Prawo to rozpatrzymy teraz nieco uważniej. Widzieliśmy mianowicie, że istnieje pewna *przeciętna prędkość* dla wszystkich cząsteczek, która dla danego gazu zależy jedynie od jego temperatury. Olbrzymia większość cząsteczek posiada prędkości, które są większe lub mniejsze od przeciętnej, lecz niewiele się od niej różnią. O wiele mniejsza jest liczba cząsteczek, których prędkości są znacznie większe lub mniejsze od przeciętnej. M a x w e l l wyprowadził wzór, pozwalający obliczyć liczbę cząsteczek o danej prędkości, jeżeli dana jest ogólna (olbrzymia) ich liczba N. Niech v będzie prędkością przeciętną. Wzór M a x w e l l a pozwala obliczyć jaką część wszystkich cząsteczek stanowią te, których prędkości znajdują się np. między $0{,}9v$ a $1{,}1v$, lub między $0{,}7v$ a $1{,}3v$, między $0{,}5v$ a v, między v i $1{,}5v$, między $\frac{1}{2}v$ i $\frac{1}{4}v$, między $\frac{1}{10}v$ i $\frac{1}{15}v$, między $2v$ i $3v$, między $7v$ i $8v$ i t. d. Prawo M a x w e l l a daje jasny obraz rozkładu prędkości między cząsteczkami gazu w danej jego temperaturze. Gdy temperatura rośnie, rośnie również przeciętna prędkość v, lecz prawo rozkładu prędkości pomiędzy wszystkiemi N cząsteczkami pozostaje bez zmiany.

Po tej dygresji wrócimy do elektronów, wylatujących z powierzchni ciała rozżarzonego. Badania, których podstawy w krótkości naszkicowaliśmy, doprowadziły do godnego uwagi wyniku: *prawo rozkładu prędkości termoelektronów jest identyczne z prawem M a x w e l l a rozkładu prędkości cząsteczek gazu.* Fakt ten doprowadził do idei przeprowadzenia analogji pomiędzy strumieniami elektronów, wylatujących z ciała rozżarzonego, a gazem; bardzo często używa się nazwy *„gazu elektronowego“*.

Podamy tu parę faktów doświadczalnych. *Wszystkie metale* i bardzo wiele innych ciał wysyła *po należytej obróbce* i w dostatecznie wysokiej temperaturze, w ilości dostrzegalnej strumienie *elektronów.* Możliwe, że taka emisja odbywa się również w niewysokich lub nawet we wszystkich temperaturach, lecz, że w tym wypadku liczba elektronów jest zbyt mała, aby mogła być zauważona. Jaką obróbkę mamy na myśli, widać z następującego. Jeżeli weźmiemy *świeży drucik,* wtedy daje on początkowo prąd przez galwanometr w obu kierunkach przy dość nawet dużej różnicy potencjałów V (p. wyżej). Wskazuje to, że drucik ten emituje zarówno ujemne elektrony, jak i dodatnie jony. Jeżeli jednak dość długo go wyżarzać, wy-

pompowując wydzielające się z niego gazy lub, co jest jeszcze lepsze, opłukując go czystym tlenem, wówczas emisja dodatnich jonów zanika a emisja elektronów przyjmuje stałą wartość. Jeżeli pozostawić drucik w ciągu pewnego czasu na otwartem powietrzu, wówczas „psuje się“ on i zaczyna ponownie emitować zarówno elektrony jak i jony. Te ostatnie są przypuszczalnie emitowane przez sole, zawarte w pyle (p. niżej), który osiada na druciku. Drucik *platynowy* musi być ogrzany mniej więcej do 1000° C, aby dać prąd dostrzegalny w galwanometrze; *sód* daje dość silny prąd już przy 300° C.

Wraz *ze wzrostem temperatury* natężenie strumienia termojonów rośnie początkowo powoli, a następnie coraz prędzej. Richardson wyprowadził teoretycznie wzór, który wyraża zależność natężenia emisji elektronów do temperatury ciała emitującego; wzór ten jest dość skomplikowany, to też nie będziemy go tu podawać. Pomimo że uległ on później pewnym zmianom, możemy stwierdzić, że daje on wyniki, które są w bardzo dobrej zgodzie z doświadczeniem.

Obecność gazów i par wpływa bardzo silnie na emisję elektronów. Zwykle zjawisko jest obserwowane w *próżni*, t. j. w tym wysokim stopniu rozrzedzenia, które pozwalają osiągnąć współczesne pompy. Taką właśnie próżnię mamy w lampach katodowych, które weszły obecnie w ogólne użycie.

Liczne ciała wysyłają elektrony o wiele intensywniej od metali. Należą tu *tlenki metali ziem alkalicznych*, np. tlenek wapnia (wapno), tlenek baru i inn. Na tem polega konstrukcja rury Wehnelta, zawierającej rozżarzoną płytkę platynową, pokrytą cienką warstwą wapna. Jeżeli umieścić taką katodę w rurce wyładowań, to okazuje się, że koło katody nie powstaje owe wysokie napięcie pola elektrycznego, o którem była mowa w § 3 przy opisie metody Lo Surdo. Okoliczność ta daje katodzie Wehnelta w wielu wypadkach dużą przewagę.

Duży wpływ na emisję termojonową mają pewne gazy, w szczególności *wodór*, którego nieznaczne ślady (ciśnienie 0,0006 *mm* słupa rtęci) mogą powiększać emisję elektronów 2500 razy. Należy przypuszczać, że powierzchnia rozżarzonego ciała jest w tym wypadku pokryta bardzo cienką warstwą wodoru, którego cząsteczki są naelektryzowane dodatnio, wskutek czego ich obecność musi przyczynić się do wyrwania elektronów z warstwy powierzchniowej rozżarzonego ciała. *Węgiel* używany w żarówkach również emituje elektrony silniej od metali; w dobrej próżni prąd może sięgać kilku amperów na *cm kw.* powierzchni. Jednakże emisja ta jest prawdopodobnie spowodowana obecnością domieszek;

czysty węgiel emituje mniej niż metale. Drucik *wolframowy* daje przy 2200° C prąd około 1 ampera na 1 *cm kw.* powierzchni. *Glin* w wodorze może dawać prąd do 1000 amperów na *centymetr kwadratowy*.

Uczony amerykański I. Langmuir dokonał w 1923 r. zadziwiającego odkrycia. Już w 1913 r. stwierdził on, że emisja elektronów rozżarzonego drucika *wolframowego* ulega czasem dużym wahaniom. Przyczyna tych wahań polega na domieszkach metalu *toru*. Systematyczne badanie drucików, zawierających 1 — 2% tlenku toru dowiodło, że przy pewnej obróbce druciki takie dają emisję, która wiele tysięcy razy przewyższa emisję czystego wolframu. Dzieje się to skutkiem utworzenia się *warstwy atomów toru* na powierzchni wolframu. Podczas rozżarzania drucika, zawierającego tlenek toru, mniej więcej do 2500° C następuje rozkład tego tlenku. Dalsze długotrwałe ogrzanie do 1700° C wywołuje przejście atomów toru na powierzchnię drucika w ten sposób, że pewna część tej powierzchni zostaje pokryta atomami toru. Prawdopodobnie liczba ich nie przekracza połowy liczby atomów wolframu, znajdujących się na powierzchni drucika. Tor wyparowuje, lecz zostaje zastąpiony przez nowy, który dyfunduje z drucika na jego powierzchnię. Własność ta będzie prawdopodobnie wyzyskana przy wyrobie t. zw. lamp katodowych.

Wskazaliśmy wyżej, że *świeży* drucik wysyła prócz elektronów również *jony dodatnie*. Richardson bardzo szczegółowo badał to zjawisko. Doszedł on do wniosku, że w wielu wypadkach jony te składają się z atomów *potasu*, a czasem i *sodu;* zostają one wyrzucane przez warstwy metali, zawartych w pyłkach, które osiadają na powierzchni drucika. Bardzo wielką liczbę prac poświęcono zbadaniu *emisji jonów dodatnich przez najrozmaitsze warstwy nagrzane*. Taka emisja staje się w wielu wypadkach dostrzegalną przy ogrzaniu już do 300° lub 400° C. Następnie okazało się, że *jony składają się z atomów metali, które są zawarte w danej soli.* W temperaturach wyższych rozpoczyna się również emisja *jonów ujemnych*. Dotyczy to przedewszystkiem soli chlorowcowych metali alkalicznych, jak również srebra, t. j. takich soli, których cząsteczka składa się dwu atomów. Następuje rozkład tych soli i emisja dodatnio zjonizowanych atomów metalu (litu, sodu, potasu, cezu, srebra) a ujemnie zjonizowanych — chlorowca (fluoru, chloru, bromu, jodu).

Rozpatrywaliśmy dotychczas emisję elektronów tylko przez ciała *rozgrzane*. W ostatnich latach (począwszy od 1926 r., szczególnie w 1928 r.) ogłoszono bardzo dużą liczbę prac doświadczalnych i teoretycznych,

dotyczących zagadnienia *emisji elektronów przez ciała zimne pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego o wysokiem napięciu.* W większości doświadczeń brano bardzo cienki drucik, który grał rolę katody i znajdował się w zamkniętem naczyniu. Wewnątrz naczynia znajdowała się *płytka* metalowa, która mogła również otaczać drucik w formie walca; służyła ona za anodę. Pomiędzy drucikiem a płytką ustalano wielką różnicę potencjałów, t. j. bardzo silny spadek potencjałów rzędu jednego miljona wolt na długości jednego centymetra. Oczywiście, że powietrze musi być z naczynia wypompowane do ostatecznego obecnie osiągalnego stopnia rozrzedzenia; osiągano ciśnienia pozostałego w naczyniu gazu dochodzące do jednej stumiljonowej części milimetra słupa rtęci. Było to rzeczą konieczną ze względu na to, że obecność gazu maskowałaby całkowicie zjawisko obserwowane, t. j. wylatywanie elektronów z drucika, ponieważ gaz w silnem polu elektrycznem ulega jonizacji, przyczem również wyzwalają się elektrony.

Już w 1914 r. Schottky umieszczał drucik *rozżarzony* w silnem polu elektrycznem, spodziewając się powiększyć w ten sposób emisję termojonową, co istotnie zachodziło. Badacz ten przypuszczał, że tego rodzaju pole elektryczne musi jakby wysysać elektrony z ciała zimnego, pokonywając siły, które utrzymują je wewnątrz ciała. W 1923 r. Schottky obliczył, że napięcie pola elektrycznego powinno w tym celu być rzędu dziesięciu miljonów wolt na *cm*. Zwrócił on jednocześnie uwagę na doniosłą rolę, jaką muszą w tym przypadku odgrywać owe submikroskopowe nierówności (wzgórki, ostrza, krawędzie pęknięć), które znajdują się nawet na starannie polerowanej powierzchni. Dokoła takich nierówności napięcie pola elektrycznego wielokrotnie się powiększa, to też wyciąganie elektronów musi się odbywać nie równomiernie na całej powierzchni, lecz tylko w określonych jej punktach. Oczywiście, że okoliczność ta ogromnie komplikuje teoretyczne rozważenie zjawiska. Liczne doświadczenia wykonane, począwszy od 1926 r., w zupełności potwierdziły pogląd, że *silne pole elektryczne wyciąga elektrony z przewodnika*, przytem z określonych punktów jego powierzchni. Nie udało się dotychczas ustalić zależności liczbowych tego zjawiska, w którem okoliczności przypadkowe i przyczyny uboczne (ślady gazów) muszą odgrywać dużą rolę.

Co się tyczy *mechanizmu* emisji elektronów szczególnie przez *metale* mamy jeszcze niewiele do powiedzenia. Widzieliśmy, że teorja elektronów swobodnych, a więc gazu elektronowego w metalach dzięki pracom Sommerfelda zajęła ponownie swe miejsce w nauce. Jasną jest

rzeczą, że emisja elektronów przez ciała gorące była od samego początku tłumaczona obecnością gazu elektronowego. Gaz zwykły zostaje utrzymany w naczyniu dzięki sprężystym jego ściankom. W przypadku zaś gazu elektronowego mamy do czynienia z siłami elektrycznemi, które wychodzą od dodatnio zjonizowanych atomów metalu. Gaz elektronowy jest niejako zawarty wewnątrz dodatnio naelektryzowanej siatki. Wewnątrz metalu jony ze wszystkich stron otaczają swobodny elektron, a ich wspólne oddziaływanie na niego nie ma silnie akcentowanego *jednostronnego* charakteru. Lecz na powierzchni metalu działanie to jest oczywiście skierowane wewnątrz, t. j. sprzeciwia się wyjściu elektronu z metalu. Aby opór ten przezwyciężyć, elektrony muszą mieć dużą energję ruchu, co właśnie odpowiada przypadkowi wysokiej temperatury, przy której gaz elektronowy, ulegając rozszerzeniu, wydostaje się poza obręb metalu. Wylatują przytem nazewnątrz elektrony najszybsze, analogicznie do tego, jak przy wyparowywaniu cieczy wylatują z niej cząsteczki najszybsze. Widzieliśmy, że w wysokich temperaturach rozkład Fermi'ego przechodzi w rozkład Maxwella, jest więc rzeczą jasną, że wybiegające elektrony mają prędkości zgodne z prawem rozkładu Maxwella.

ROZDZIAŁ XVI.

NOWA MIKROMECHANIKA.

§ 1. Wstęp.

W rozdz. VII, § 1 poznaliśmy stan obecny nauki o energji promienistej, czyli, jak dla prostoty mówiliśmy, teorji światła. Przekonaliśmy się, że ten dział fizyki znajdował się w ciągu dłuższego czasu pod względem naukowym w stanie zupełnie niedopuszczalnym: istniały mianowicie jednocześnie dwie wzajemnie wykluczające się teorje, falowa i kwantowa. Każda z nich w swojej dziedzinie radzi sobie doskonale z wytłumaczeniem prawie wszystkich jej zjawisk, jest natomiast zupełnie bezsilna w drugiej dziedzinie, gdzie nie potrafi podać logicznie zbudowanej teorji faktów obserwowanych. Rozdziały VIII, IX i X w dostatecznej mierze ilustrują ten smutny dla fizyki stan rzeczy.

W ostatnich czasach (począwszy od 1924 r.) powstała nowa teorja; teorja ta wyprowadziła fizykę z zaczarowanego koła, w którem się znalazła. Jak się należało spodziewać, nowa teorja jest pewnego rodzaju połączeniem obu starych, które dążą razem do doniosłego celu: znalezienia dla całego zespołu zjawisk energji promienistej jednolitej podstawy, związanej z jej powstawaniem, rozchodzeniem się i pochłanianiem. Rozwój nowej teorji poszedł początkowo w dwu kierunkach.

Podstawy pierwszego kierunku, który otrzymał nazwę *mechaniki falowej*, sformułował uczony francuski Louis de Broglie w drugiej połowie 1924 r. oraz w 1925 r. W 1926 r. został zapoczątkowany okres nader burzliwego rozwoju nowej teorji; wystarczy nadmienić, że *w ciągu 3¼ lat ukazało się przeszło 500 prac*, poświęconych temu zagadnieniu. W chwili obecnej mamy nawet znaczny wybór podręczników mikromechaniki. W pierwszych miesiącach 1926 r. ukazały się dwie prace, które były początkiem burzliwej i nieustannej fali dalszych. Autorem jednej z nich jest E. Schrödinger (Zurich, w chwili obecnej uczony ten zajmuje katedrę Plancka w Berlinie), który poglądy swe rozwinął na podstawach, nakreślonych przez de Broglie'a; okoliczność ta

jest stale przez niego akcentowana. Jednakże Schrödinger nietylko rozwinął ogromnie teorję de Broglie'a, lecz wprowadził do niej wiele nowych zasadniczych idei, a co najgłówniejsze, nadał jej wytworną formę matematyczną. Schrödinger nazywa swą mechanikę również *mechaniką falową* (undulacyjną).

Autor drugiej z wymienionych prac — młody uczony niemiecki W. Heisenberg, — poszedł zupełnie inną drogą, pod pewnym względem wprost przeciwną do idei de Broglie'a i Schrödingera. M. Born i P. Jordan nadali z kolei teorji Heisenberga, która nosi nazwę *mechaniki kwantowej*, specjalną postać matematyczną.

Choć zdawało się pierwotnie, że kierunki Schrödingera i Heisenberga nic wspólnego ze sobą nie mają, to jednak zwracało powszechną uwagę, że obie teorje przy rozwiązywaniu różnych zagadnień, dotyczących fizyki atomu, prowadzą do wyników zupełnie jednakowych, przyczem te ostatnie były w większej zgodzie z doświadczeniem, niż wyniki dawnej teorji kwantów, związanej z teorją Bohra. Wkrótce jednak, bo już w marcu 1926 r., Schrödinger zdołał dowieść, że oba kierunki, tak zewnętrznie różne, mają jednak identyczne podstawy matematyczne, i we wszystkich szczególnych *przypadkach zastosowań* muszą wobec tego prowadzić do jednakowych wyników. Fakt ten staje się szczególnie zabawny, gdy zwrócimy uwagę, że trwająca od dwudziestu lat walka *falowej i kwantowej* teorji światła została w ten sposób zakończona powstaniem dwu teoryj, mechaniki *falowej* i mechaniki *kwantowej*, które koniec końców okazują się identyczne! Wśród licznych uczonych, pracujących w nowej dziedzinie, wyróżnić jeszcze należy uczonego angielskiego P. Dirac'a, który stworzył coś w rodzaju trzeciego kierunku, różniącego się jednak od dwu poprzednich głównie nową, stworzoną przez niego, specyficzną metodą matematyczną.

Ze względu na to, że mechanika falowa i mechanika kwantowa okazały się identyczne, byłoby rzeczą właściwą zaniechać używania tych nazw, wprowadzając natomiast jedną ogólniejszą nazwę *mikromechaniki*, określającą charakter i dziedzinę zastosowań nowej teorji; jest to więc mechanika, którą należy stosować przy rozpatrywaniu różnorodnych zagadnień świata atomów i cząsteczek.

§ 2. Niedomagania starej teorji.

Wracając do historji zagadnienia, zatrzymamy się tu nad główną przyczyną, która, począwszy od 1924 r., była powodem usilnego poszu-

kiwania nowych dróg w dziedzinie fizyki, badającej zjawiska świata atomowego — *mikrofizyki*. W ciągu dziesięciu lat od 1913 r. mniej więcej do 1923 r. odbywał się mianowicie świetny rozwój, możnaby rzec, pochód triumfalny teorji kwantowej Bohra, Sommerfelda i inn. Te wspaniałe wyniki były powodem dużej pobłażliwości w stosunku do poważnych usterek, ukrytych u podstaw nowej teorji, którą stanowią wszystkie trzy *postulaty* Bohra (rozdz. IV, §§ 2 i 3). Pierwszy z nich głosi, że

$$2\pi mvr = nh \tag{1}$$

gdzie m jest masą elektronu, v — jego prędkością, r — promieniem jego orbity kołowej, h — stałą Plancka, której wartość liczbowa została podana w rozdz. III, § 3, równ. (2), n — liczbą *całkowitą*, która jest właśnie liczbą kwantową. Ścisłego logicznego uzasadnienia równ. (1) nie mamy, i jest też rzeczą zupełnie niepojętą, czemu tylko orbity, spełniające równ. (I), są możliwe lub dopuszczalne, natomiast wszystkie inne wzbronione. Znaleziono następnie regułę ogólniejszą, jakby *receptę*, którą należało stosować przy wyznaczaniu orbit możliwych, t. j. przy ich *kwantowaniu;* wspomniana recepta była też z powodzeniem stosowana przez Sommerfelda do eliptycznych orbit elektronów (rozdz. IV, § 8) oraz do zagadnienia rozkładu orbit w przestrzeni, w której działają siły magnetyczne. Jednakże owa zaiste wspaniała, cudotwórcza recepta pozostawała co do swej istoty nieuzasadnioną i niezrozumiałą. Niezrozumiałe są też drugi i trzeci postulaty; ten ostatni głosi, że przy zmianie stanu atomu (spadek elektronu z wyższej orbity na niższą) zostaje emitowany kwant energji promienistej. Wszystko to było zapomniane lub też wybaczane — zwycięzców się bowiem nie sądzi!

Sytuacja uległa jednak zmianie, gdy z początkiem 1923 r. zaczęła wychodzić na jaw szybko rosnąca liczba usterek tej zdawałoby się kształtnej budowy naukowej, opartej na teorji Bohra. Wymienimy z nich niektóre

1. Pomimo wielu wysiłków, nie zdołano skonstruować *modelu atomu helu*, t. j. znaleźć takiego układu jądra (cząstki alfa) oraz dwu elektronów, który prowadziłby do liczbowej zgodności z szeregiem znalezionych doświadczalnie wielkości fizycznych.

2. Wyszła na jaw bezwzględna konieczność wprowadzenia *„połówkowych“ liczb kwantowych*, t. j. składających się z nieparzystej liczby połówek w rodzaju $1/2$, $1\,1/2$, $2\,1/2$, $3\,1/2$ i t. d. Pochodzenie tych liczb kwantowych było niejasne; przeczyło bowiem podstawom zasadniczej te-

orji, której pierwszy postulat — p. równ. (I) — przewiduje tylko liczby całkowite.

3. Nie udało się też wytłumaczyć *anomalnego zjawiska Z e e m a n a* (rozdz. XIV, § 2), odznaczającego się wielością liczb i rozkładem linij, na które rozszczepiają się w polu magnetycznem prążki widmowe.

4. Dotyczy to również zjawiska P a s c h e n a - B a c k a (tamże), t. j. przejścia zjawisk anomalnych dwu bliskich siebie prążków tej samej serji widmowej w normalną trójkę dla bardzo dużych natężeń pola magnetycznego.

5. Okazało się też rzeczą niemożliwą wytłumaczyć wyczerpująco pochodzenie dwójek, trójek, a tem bardziej multipletów (rozdz. III, § 4) seryj widmowych.

6. Nie powiodło się teoretyczne rozpatrzenie przypadku jednoczesnego działania na atom wodoru pól elektrycznego i magnetycznego, gdy odpowiednie siły są wzajemnie prostopadle (pola skrzyżowane).

Stwierdzono również inne podobne usterki starej teorji. Aby usunąć powstałe trudności, proponowano różnorodne mniej lub więcej formalne sposoby. Tak więc wprowadzono nowe dodatkowe hipotezy i mgliste pojęcia, coś nawet w rodzaju jakiegoś „niemechanicznego oddziaływania" (!). Zły to już znak dla teorji fizycznej, który wskazuje, że wchodzi ona w stan starczego uwiądu. Wtedy też zwrócono uwagę na usterki, tkwiące w zasadniczych postulatach teorji.

§ 3. Trudności elementarnego wykładu.

Mamy przed sobą trudne zadanie, aby w formie przystępnej dać choćby pewne pojęcie o podstawach nowej teorji, znajdującej się jeszcze teraz w okresie swego ogromnego rozwoju, który, jak już wspominaliśmy, w krótkim czasie dał przeszło 500 prac. Czy zadanie to jest rozwiązalne? Dokoła nas szaleje huragan naukowy, którego nie znają dzieje naszej nauki; w porównaniu z nim powstanie i rozwój zasady względności (szczególnej z 1905 r.) jest tylko słabym wiaterkiem, aczkolwiek była ona powodem zupełnego przewrotu zasadniczych pojęć o przestrzeni, w szczególności zaś czasu. Wpływ niszczący przeżywanego obecnie huraganu jest, jak zobaczymy, o wiele głębszy. Prawie każdy tydzień przynosi z placu boju wieści, które zagrażają najbardziej podstawowym twierdzeniom i pojęciom naszej nauki. Huragan jest tak potężny, że budzi nawet uwagę niespecjalistów, którzy pytają w podziwie, co się stało? o co chodzi? O ile to jest obecnie możliwe, postaramy się uczynić zadość ich życzeniom. Mamy przytem przed sobą trudności, które łatwo wyszczególnić.

1. *Olbrzymi materjał.* Trudność tę usuwa jednak prawie całkowicie fakt, że 90%, a może i więcej ukazujących się prac dotyczy zastosowań nowej teorji do licznych poszczególnych zagadnień. Są to po części rozwiązania starych zadań nową metodą oraz porównywanie otrzymywanych rezultatów z dotyczącemi tych samych zagadnień wyników, otrzymanych dawną metodą, a przedewszystkiem z danemi doświadczenia. Jednocześnie mamy też udatne rozwiązywanie dużej liczby nowych zagadnień, wobec których dawna nauka była bezsilna.

2. *Matematyka* gra w nowej teorji zupełnie wyjątkową, nie pomocniczą, lecz główną rolę. Nic podobnego nie ma miejsca w innych działach fizyki. Nie będzie przesadnem powiedzenie, że w nowej teorji pozostało niezbyt wiele fizyki. Rzeczą najgorszą zaś jest to, że matematyka nowych teoryj nie jest ową wyższą matematyką, którą zwykle wykładają na uniwersytetach i z którą radzą sobie wszyscy fizycy. Przeciwnie, mamy tu w pierwszym rzędzie działy matematyki, o których większość fizyków nigdy nie słyszała. Cała ta matematyka nie dostarczy ani jednego wiersza dla niniejszego rozdziału; nie dotyczy to tylko teorji de Broglie'a.

3. *Twierdzenia zasadnicze nie są jeszcze ustalone.* Widać to ze sprzeczności w poglądach różnych autorów, gdy, opuszczając wyżyny przeróbek matematycznych, schodzą do nizin interpretacji fizycznej. Wrócimy jeszcze do tej sprawy w § 5 oraz w dalszych częściach tego rozdziału, np. przy rozpatrzeniu teorji Schrödingera.

4. Największą bodaj trudnością przystępnego omówienia nowej teorji jest jednak *abstrakcyjność zasadniczych pojęć i wielkości*, któremi nowa nauka operuje, i którą przyznają wszyscy autorzy.

5. Zostają bezlitośnie *obalone* niezwyciężone dotychczas *podstawy* nietylko naszej nauki, lecz poczęści wszelkiego myślenia naukowego aż do *zasady przyczynowości* włącznie, bez której zdawałoby się żadna konstrukcja naukowa nie jest do pomyślenia. Zostaje również zaprzeczona możliwość konstruowania tłumaczeń zjawisk obserwowanych, opartych na określonych, wyraźnie sformułowanych hipotezach, które dotyczą zakulisowej, niedostępnej dla bezpośredniej obserwacji, strony tych zjawisk. Natomiast dogmatem staje się pogląd, że nauka może mieć do czynienia jedynie z wielkościami, które mogą być obserwowane i mierzone. Wszystkie te zagadnienia rozpatrzymy w § 5. Każdy jednak, kto pozna nową naukę, stwierdzi, że stanowi ona olbrzymi krok naprzód i kryje w sobie wielką prawdę, jeszcze niezupełnie jasną, jeszcze w chwili obecnej tylko niewyraźnie przeświecającą poprzez gęstwinę zawiłych wywodów ma-

tematycznych. Z pewnością jednak bliska już jest chwila, gdy mgła się rozwieje, a prawda zostanie odsłonięta w całej swej głębi i całym swem pięknie.

§ 4. Pewne wiadomości wstępne.

Musimy w krótkości omówić pewne zagadnienia, które w rozdziałach poprzednich nie były poruszane. Przedewszystkiem przepiszemy niektóre wielokrotnie już spotykane zależności. Niech v będzie prędkością rozchodzenia się dowolnego ruchu drgającego, ν — częstością drgań (na jednostkę czasu) i λ — długością fali, t. j. odległością, na którą rozchodzi się ruch drgający w czasie trwania jednego drgania (jednego okresu); mamy wtedy, p. rozdz. III, § 1, równ. (1, a):

$$v \quad \nu\lambda. \tag{2}$$

Wielkość kwantu światła, t. j. zawarta w nim ilość energji, wynosi, p. rozdz. III, § 3, równ. (1),

$$\varepsilon \quad h\nu. \tag{3}$$

gdzie ν jest według teorji falowej częstością drgań promieniowania, którego kwant według teorji kwantowej wynosi ε, zaś h jest stałą Plancka. Wszelka energja E posiada masę m, przyczem, p. rozdz. II, § 5, równ. (13),

$$m - \frac{E}{c^2} \tag{4}$$

gdzie c jest prędkością światła. Jeżeli E jest wyrażone w ergach, m — w gramach, to $c^2 = 9.10^{20}$. Przejdziemy teraz do rozpatrzenia pewnych wielkości, których w książce niniejszej nie napotykaliśmy.

1. *Faza ruchu drgającego.* Gdy punkt jest w ruchu drgającym, wówczas stan jego w każdej danej chwili jest wyznaczony przez położenie tego punktu oraz *kierunek jego ruchu* na linji, zazwyczaj prostej, pomiędzy końcami której odbywają się drgania tam i z powrotem. Stan ten wyznacza to, co nosi nazwę *fazy* drgań w danej chwili. Jest rzeczą jasną, że po upływie każdego całkowitego drgania, t. j. po upływie okresu T, punkt wraca do fazy pierwotnej. Jeżeli posuwać się wzdłuż promienia w kierunku rozchodzenia się drgań, to każdy punkt następny rozpoczyna drganie później od poprzedniego, z tego powodu pierwszy ma fazę późniejszą od poprzedniego. Wszystkie punkty promienia, znajdujące się w odległości

od siebie równej całkowitej liczbie długości fali λ, są w jednakowych fazach, ponieważ każdy z nich rozpoczyna drgania w chwili, gdy poprzedzające wykonały całkowitą liczbę drgań. *Faza przesuwa się wzdłuż promienia z prędkością v.*

Pojęcie fazy nie jest związane z pojęciem energji, to też możemy założyć istnienie rozchodzących się faz bez jednoczesnego rozchodzenia się energji. Wypadek taki odgrywa bardzo dużą rolę w teorji de Broglie'a, który wprowadził pojęcie *fal fazowych*. Widzieliśmy, p. rozdz. II, § 5, że masa nie może poruszać się z prędkością większą od prędkości światła. Ponieważ energja posiada masę, p. równ. (4), jest więc rzeczą jasną, że również energja nie może rozchodzić się z prędkością większą od c. Natomiast prędkość fali fazowej, która nie jest nośnikiem energji, może przekraczać prędkość światła c.

2. *Prędkość grupowa.* Przypuśćmy, że w pewnym kierunku rozchodzi się grupa drgań *wszelkich możliwych* długości fali od λ_1 do λ_2, gdzie $\lambda_2 - \lambda_1$ jest wielkością stosunkowo małą. W każdym punkcie promienia zbiega się bardzo wielka liczba drgań, które znajdują się we *wszelkich możliwych* fazach. Wszystkie te drgania mniej lub więcej znoszą się wzajemnie, tak, że energję można we wszystkich tych punktach uważać za równą zeru. Jednakże w pewnym punkcie wiązki promieni może się okazać, że fazy niezbyt się od siebie różnią, jeżeli mianowicie założyć, że *prędkość rozchodzenia się zależy od częstości drgań*, t. j., że zachodzi taka dyspersja promieni, przy której np. różnobarwne promienie są rozmaicie załamywane przy przejściu z jednego ośrodka do drugiego (otrzymywanie widma zapomocą pryzmatu). W takim punkcie wszystkie drgania razem wzięte dadzą jedno silne drganie o dużej amplitudzie, okazuje się więc, że jest tu ześrodkowana bardzo duża ilość energji. Prosty rachunek dowodzi, że w tych warunkach miejsce skupienia energji nie pozostaje nieruchomem, lecz się przesuwa samo z pewną prędkością w, która nazywa się właśnie *prędkością grupową; z taką więc prędkością zostaje przenoszona energja.* Jest rzeczą jasną, że w nie może nigdy być większe od v. Znany oddawna wzór pozwala obliczyć prędkość grupową w, gdy znana jest zależność prędkości rozchodzenia się drgań v od częstości ν.

3. *Dyfrakcja.* Zanim powstała teorja kwantowa światła (1905) odróżniano dwie metody rozpatrywania zjawisk optycznych. Metoda pierwsza była stosowana w t. zw. *optyce geometrycznej*, druga — w optyce *falowej*, którą w dawnych czasach nazywano jeszcze bez właściwego uzasadnienia — optyką fizyczną. Pierwsza korzysta w swych rozumowa-

niach z pojęcia prostolinjowo rozchodzących się *promieni*. Spełnia ona przytem świetnie swe zadanie i otrzymuje niewątpliwie prawdziwe wyniki, rozpatrując zjawiska odbicia, załamania i rozproszenia (dyspersji) światła, badając zwierciadła, pryzmaty, szkła optyczne najrozmaitszych postaci, dając teorję instrumentów optycznych, jak np. okularów, lunet, teleskopów, mikroskopów i t. d. Optyką geometryczną można w zupełności się zadowolić w przypadkach, *gdy wymiary przestrzeni, z którą mamy do czynienia, są stosunkowo duże w porównaniu z wielkością, która w teorji falowej nosi nazwę długości fali* λ (dla światła widzialnego w przybliżeniu 0,0005 *mm*) Jeżeli warunek ten nie jest spełniony, to prawa i metody optyki geometrycznej nie dają się zupełnie stosować, są one wtedy *niesłuszne*. Powstają wówczas zjawiska *dyfrakcji*, które w 1665 r. odkrył Grimaldi; wspominaliśmy o nich w rozdz. V, § 6. Z temi zjawiskami radzi sobie jedynie *optyka falowa*, której metoda różni się zasadniczo od metody optyki geometrycznej, i w której nie może być mowy o prostolinjowo rozchodzących się promieniach. Jedynie optyka falowa może zdawać sprawę ze zjawisk, zachodzących tam, gdzie odgrywają rolę bardzo małe ciała nieprzezroczyste lub bardzo małe odstępy między ciałami nieprzezroczystemi. Wraz więc z udoskonaleniem budowy *mikroskopów* stało się rzeczą niemożliwą stosowanie do nich zasad optyki geometrycznej, i Abbe stworzył (1873) dyfrakcyjną teorję mikroskopów. Descartes w swojej teorji *tęczy* (1637), stosował jeszcze metody optyki geometrycznej, Airy jednak wykazał (1838, 1848) jej niedomagania i uzasadnił teorję dyfrakcyjną tego zjawiska, która jedynie może zdawać sprawę z całego szeregu szczegółów zjawiska tęczy (np. łuków dodatkowych). W dalszym ciągu rozwijali tę teorję Mascart (1892), a szczególnie Pernter (1897—1900). Przy przejściu promieni röntgenowskich przez kryształy mamy również do czynienia z dyfrakcją (rozdz. V, § 6). Tak więc: *w dużych (makro-) przestrzeniach wystarcza optyka geometryczna; w małych (mikro-) natomiast — tylko optyka falowa.*

4. *Metoda statystyczna w fizyce.* Spotykamy w fizyce dużą liczbę t. zw. „*zasad*“. Można się zapytać, jaki one mają charakter? Czy dadzą się mianowicie porównać z zasadami matematycznemi, które, *wogóle biorąc*, są słuszne przy wszystkich warunkach, t. j. dla wszystkich wartości wielkości, które są konieczne do ich sformułowania. Odpowiedź na to pytanie jest bezwarunkowo *przecząca*. Jest rzeczą samo przez się zrozumiałą, że zasady fizyczne mają zupełnie inny charakter, niż, np. zasady prawne, które są ustalane przez tych lub innych ustawodawców, bądź organów ustawodawczych w zależności od ustroju społeczno-państwowego,

który jest u różnych narodów różny; uzupełniają się one z biegiem czasu, ulegają zmianom, a nawet zostają uchylane, prócz tego ulegają nierzadko różnego rodzaju komentarzom (interpretacji).

Jest jednak inna jeszcze nauka, która również stale mówi o „zasadach", jest nią mianowicie — *statystyka.* Wiadomo, że wyprowadza ona swoje „zasady", jako rezultat *obserwacyj ogromnej liczby jednorodnych oddzielnych faktów, jako przeciętną ogromnej liczby wartości liczbowych*, otrzymanych drogą pomiaru, zwykłego rachunku, notowań i t. d. Przypuśćmy, np., że zapytujemy o *względnej* liczbie urodzin chłopców i dziewcząt pewnej narodowości. Byłoby bezmyślnem rozwiązywać to zagadnienie na podstawie danych jednej rodziny lub nawet dziesięciu przypadkowo obranych rodzin. Jeżeli jednak wziąć kilkadziesiąt tysięcy rodizn, np. za okres dziesięcioletni, to otrzymana liczba bardzo mało się zmieni przy przejściu do takiejże liczby innych urodzin tejże narodowości i w innem dziesięcioleciu. Tutaj właśnie powstaje „zasada", która dotyczy danej narodowości lub określonej grupy jej składu socjalnego, jak np., chłopów, mieszczan i t. d. Coś analogicznego ma miejsce przy wszystkich wywodach statystycznych. Nazwijmy całą fizykę, o ile ma ona do czynienia z wielkościami bezpośrednio obserwowanemi i mierzonemi, *makrofizyką,* zaś wszystko, co dotyczy *poszczególnych* cząsteczek, atomów, protonów, elektronów i kwantów światła. — *mikrofizyką.* Z wyjątkiem jedynego zjawiska rozchodzenia się energji promienistej w próżni, okazuje się, że cała makrofizyka ma do czynienia z materją, i zawsze z takiemi jej ilościami, które zawierają *olbrzymie ilości* cząsteczek, atomów i t. d.. To, co obserwujemy lub mierzymy, dotyczy *całego* ich zbioru i może być zupełnie nieprawdziwem nietylko dla jednej przypadkowo obranej cząsteczki, lecz i dla zbioru kilkuset cząsteczek. Wyjaśnimy to na dwu przykładach.

Pierwszy przykład dotyczy *gazów,* których cząsteczki są w ruchu nieuporządkowanym we wszelkich możliwych kierunkach, zderzają się między sobą oraz uderzają o ścianki naczynia, w którem gaz jest zawarty. Wypadkową tych uderzeń jest ciśnienie, którem gaz działa na ścianki naczynia. Mamy w fizyce zasadę, stwierdzającą, że wszystkie części wszystkich ścianek naczynia doznają jednakowego ciśnienia (pomijając zewnętrzne oddziaływanie siły ciężkości). Sens tej zasady jest więc taki, że jednakowe co do wielkości części powierzchni ścianki ulegają w jednakowych odstępach czasu jednakowej liczbie uderzeń. Weźmy np. jeden centymetr kwadratowy powierzchni oraz jedną minutę. Otrzymamy w tych warunkach niezmiernie dużą liczbę uderzeń. Jeżeli weźmiemy inny cm^2 w tej samej minucie, lub ten sam cm^2 w innej minucie, to otrzymamy nie-

wątpliwie nieco inną liczbę uderzeń. *Względna* jednak różnica tych liczb będzie niezmiernie mała i oczywiście nie może być doświadczalnie zauważona. Weźmy obecnie setną część milimetra kwadratowego i tysiączną część sekundy. Liczba uderzeń będzie 600 miljonów razy mniejsza, wciąż jeszcze jednak bardzo wielka. Biorąc inną powierzchnię o takim samym wymiarze oraz czas inny tejże wielkości, otrzymamy ponownie liczby niejednakowe, przyczem ich *względne* różnice będą o wiele większe, niż w wypadku cm^2 i minuty. Oznacza to już jednak, że ciśnienie gazu w różnych częściach maleńkich powierzchni i przytem w tym samym maleńkim odstępie czasu jest niejednakowe, oraz w tej samej maleńkiej powierzchni w różnych maleńkich odstępach czasu również niejednakowe. Zmniejszymy jeszcze nasze płaszczyzny i czasy, zbliżając się tem samem do dziedziny mikrofizyki. Weźmy powierzchnię o 5 kw. $\mathring{A}$ oraz jedną stomiljonową część sekundy. Łatwo obliczyć, że będziemy tu mieli *przeciętnie* jedno uderzenie (powietrze przy normalnem ciśnieniu). Jest rzeczą jasną, że dla tak maleńkiej powierzchni w tak nieznacznym odstępie czasu nie otrzymamy chwilami żadnego uderzenia, czasami zaś jedno, dwa, trzy, a może niekiedy i większą ich liczbę. Ciśnienie będzie więc oscylować między zerem a stosunkowo dużemi wartościami. Nie może więc być mowy o zasadzie równego ciśnienia we wszystkich miejscach oraz jego stałości w czasie. Zasada ta, która jest słuszna dla mierzalnej wartości ciśnienia, t. j. dla niezbyt małej części powierzchni ścianki oraz niezbyt małego odstępu czasu, dotyczy *przeciętnej statystycznej* ogromnej liczby ciśnień różnych dla rozmaitych bardzo małych części powierzchni oraz dla następujących po sobie bardzo krótkich odstępów czasu.

Drugi przykład zaczerpniemy z teorji *seryj widmowych.* W rozdz. IV, § 7, poznaliśmy zagadnienie powstawania widm prążkowych wogóle oraz seryj widmowych w szczególności. Widzieliśmy, że w każdej serji pierwszy (czołowy) prążek jest najjaśniejszy, natomiast blask dalszych stopniowo maleje. Dla każdej serji każdego gazu mamy określone *prawo, według którego zmniejsza się blask prążków widmowych.* Oznacza to, że stosunek blasku dowolnych dwu prążków, np. 1-go i 2-go, 4-go i 7-go jest wielkością w zupełności stałą, niezależną od tego, gdzie i kiedy widmo jest obserwowane, jeżeli oczywiście warunki, przy których następuje świecenie gazu, pozostają we wszystkich szczegółach jednakowe. Zwróćmy się do serji Balmera (rozdz. III, § 4); mamy świecący rozrzedzony wodór, który pomimo to zawiera jednak ogromną liczbę atomów, nawet w setnej części milimetra sześciennego. Prążki tej serji otrzymują się przy przejściach elektronu na drugą orbitę z trzeciej (prążek czołowy $H\alpha$), z czwartej (drugi prążek $H\beta$), piątej (trzeci prążek $H\gamma$)

i t. d. Z pośród tych przejść występować musi najczęściej pierwsze, ponieważ odbywa się ono przeważnie dla stosunkowo niewielkiego, a więc często spotykanego podniesienia elektronu z pierwszej (normalnej) orbity na trzecią; rzadziej spotyka się spadek z czwartej orbity, jeszcze rzadziej — spadek z piątej i t. d. *Obserwowany* blask prążka widmowego zależy od liczby atomów, w których odbywa się dany spadek w przeciągu dowolnego odstępu czasu. Stąd wynika, że *blask prążka widmowego jest proporcjonalny do prawdopodobieństwa odpowiedniego przejścia elektronu*, przyczem warunkiem niezbędnym jest obecność olbrzymiej liczby emitujących atomów. Gdybyśmy potrafili obserwować świecenie kilkudziesięciu lub nawet kilkuset atomów w ciągu oddzielnych niezmiernie małych odstępów czasu, np. w ciągu stomiljonowej części sekundy, to okazałoby się, że dla różnych grup atomów stosunek blasku prążków widmowych byłby zupełnie odmienny, zaś w obrębie każdej grupy ulegałby zmianom przy przejściu od jednej krótkotrwałej obserwacji do drugiej. Nie mogłoby być mowy o jakiejkolwiek „zasadzie" rozkładu blasku. Zasada słuszna jest tylko dla bardzo dużej liczby atomów i niezbyt małego odstępu czasu. Mamy tu znowu prawo statystyczne.

Łatwo przytoczyć dalsze przykłady i dowieść, że prawa fizyki mają charakter praw statystycznych. Jeszcze w drugiej połowie zeszłego stulecia powstał dział nauki, zwany *„fizyką statystyczną"*. Drugi z powyższych przykładów wyraźnie przytem dowodzi, jaką rolę gra *prawdopodobieństwo* tego lub innego z pośród jednocześnie możliwych zdarzeń. Jest więc rzeczą jasną, że matematyczna teorja prawdopodobieństwa musi stanowić jedną z głównych podstaw fizyki statystycznej.

§ 5. Rysy charakterystyczne nowej mikromechaniki.

W § 3, mówiąc o trudnościach przystępnego omówienia podstaw mikromechaniki, mieliśmy już okazję zwrócenia uwagi na pewne charakterystyczne rysy tej nowej teorji. Co się zaś tyczy ogromnej i przytem całkiem swoistej roli, którą odgrywa w niej matematyka, to chwilowo już o tem mówić nie będziemy; wrócimy do tej sprawy później. Zwróciliśmy już uwagę na krańcową abstrakcyjność zasadniczych pojęć nowej teorji. Jednocześnie spostrzegamy uporczywe wysiłki, zmierzające do obalenia wielu głównych podstaw dawnej nauki. Zwróćmy jeszcze uwagę na gorące i jeszcze dalekie od rozstrzygnięcia spory, które prowadzą między sobą najwybitniejsi uczeni, a dotyczące całego szeregu podstawowych zagadnień. Zobaczymy w dalszym ciągu, że pewne zasadnicze bardzo charakterystyczne założenia mikromechaniki, są niejasne, a nawet wogóle *kwestjo-*

nowane. Chwilowo zatrzymamy się nad obaleniem tych podstaw nauki, które zdawały się niezachwianemi nazawsze, kwestja ich prawdziwości nie była nigdy przedmiotem zwątpienia.

Dzieje nauki wogóle, a fizyki w szczególności dostarczają niemało przykładów, gdy podstawy danej dziedziny nauki rozpoczynały się chwiać, a nawet zostawały obalone i zastąpione zupełnie innemi. Cóż było bardziej niewątpliwem od nieruchomej Ziemi, znajdującej się w środku wszechświata; owa nieruchomość wydawała się czemś samo przez się oczywistem i niezbitem. Jednakże pogląd ten musiano odrzucić, gdy wielki astronom Kopernik połączył Ziemię z niebem i wskazał jej miejsce między gwiazdami. Ograniczymy się tylko do jednego jeszcze przykładu, głęboko sięgającego przewrotu w jednem z podstawowych wrodzonych ludzkości pojęć, które należało odrzucić przed stosunkowo niedawnym czasem. Mamy na myśli stworzoną przez Einsteina w 1905 r. teorję względności (szczególną), rozpatrującą tylko takie ciała, których ruch względny jest prostolinjowy i jednostajny. Chodzi nam o ową głęboką zmianę *pojęcia czasu*, które wprowadza teorja względności. Ze względu na to, że nie omawiamy w tej książce teorji względności, uważamy za pożyteczne przypomnieć czytelnikom istotę sprawy.

Czas wydaje się człowiekowi jakgdyby płynął w sposób ciągły *jednakowo w całym wszechświecie*. Istnieje tylko *jeden czas, czas światowy*. Płynie on w jednym kierunku, zawsze jakgdyby naprzód, nigdy wstecz. Czas, który nas dzieli od jakiegoś zdarzenia, rośnie nieprzerwanie. Takie ujęcie czasu zdawało się samo przez się zrozumiałem, i nigdy nie wywoływało wątpliwości; zdaje się, że nikt się nad tem nawet nie zastanawiał. W ścisłym związku z takim ujęciem jedynego światowego czasu pozostawało również to, że pojęcie *jednoczesności* dwóch zdarzeń, pojęcia, „*później*" lub „*wcześniej*", które są dostępne nawet dla dzieci, wydawały się bezwzględnemi, niezależnemi od położenia obserwatora tych dwu zdarzeń, nie wywołującemi wogóle żadnych wątpliwości. Teorja względności zmieniła kardynalnie pogląd na istotę czasu, przyjmując, że *czas światowy wogóle nie istnieje*, że jest on wielkością *względną*. Nazwijmy *układem* ciało, które porusza się jako całość. Takim układem jest cała kula ziemska, z wyjątkiem ciał, które są w ruchu na jej powierzchni. Okręt, pociąg i t. p. mogą być uważane za poszczególne układy. Wyobraźmy sobie układ podłużny (coś w rodzaju pociągu) i przedstawmy go symbolicznie w postaci pasma MN na fig. 41, gdzie pasmo PQ wyobraża drugi układ. Te dwa układy są względem siebie w ruchu w kierunku strzałek. Na każdym układzie znajdują się *obserwatorzy* zaopatrzeni w idealnie skonstruowane zegary.

Okazuje się, że w każdym z tych układów płynie swój własny właściwy układowi czas. Przy rozpatrywaniu zdarzeń, które mają miejsce w tych dwu układach, nie można mówić o „czasie" wogóle, a jedynie o czasie w układzie *MN* lub o czasie układu *PQ*. W każdym układzie istnieje jeden, wszędzie w tym układzie ten sam czas, oraz istnieje możliwość ustalenia, np. nastawienia wszystkich zegarów w układzie *MN* tak, aby dawały w jednej i tej samej chwili w *układzie MN* dokładnie te same wskazania. To samo dotyczy układu *PQ*, t. j. i w tym układzie wszystkie zegary chodzą jednakowo i pokazują ten sam czas w tej samej chwili *układu PQ*. Nie należy z tego wnioskować, że w obu układach czas płynie z niejednakową prędkością, taki pogląd jest zupełnie niesłusznym; sprawa jest bowiem o wiele bardziej skomplikowana, o czem przekonamy się z poniższego przykładu. Przypuśćmy, że w punktach *A*, *B*, *C*, i *D* znajdują

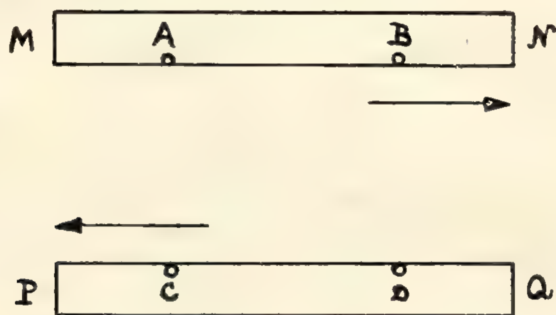


Fig. 41

się obserwatorzy z zegarami. W pewnej chwili *układu PQ* obserwatorzy w *C* i *D* widzą dokładnie przed sobą poruszających się z lewej ku prawej stronie obserwatorów w *A* i *B* z ich zegarami. W tej chwili układu *PQ* zegary w *C* i *D* oczywiście wskazują czas jednakowy. Patrząc jednak na zegary w *A* i *B*, obserwatorzy stwierdzą z podziwem, że zegary te pokazują *czas niejednakowy* i dochodzą z tego powodu do wniosku, że obserwatorzy w *MN* źle wyregulowali swe zegary, że zegary w *B* opóźniają się względem zegarów w *A*. Obserwatorzy w *A* i *B*, których zegary pokazują różny *czas układu MN*, dziwią się z kolei, że zegary w *C* i *D* pokazują czas jednakowy, i przypuszczają, że obserwatorzy w *PQ* nie umieli dokładnie nastawić swych zegarów. Na tym przykładzie widzimy, że dwa zdarzenia, pierwsze mianowicie, iż punkty *A* i *C*, drugie zaś, że punkty *B* i *D* znajdują się naprzeciw siebie, odbywają się dla jednego układu *PQ* jednocześnie, dla drugiego zaś *MN* — niejednocześnie. Łatwo przytoczyć przykład dwu zdarzeń, z których dla jednego układu pierwsze zdarzenie odbywa się

wcześniej, a dla drugiego układu — później od drugiego zdarzenia. Takie pojęcia zasadnicze, jak „wcześniej" i „później" tracą swój bezwzględny sens, okazują się pojęciami względnemi.

Co prawda jest rzeczą wątpliwą, czy ten wielki przewrót w pojęciu czasu będzie powszechnie przyjęty i stanie się naturalnem pojęciem ludzkości, jak to się już oddawna stało z teorją Kopernika. Chodzi bowiem o to, że różnice zdań we wskazaniach czasu, o których wyżej była mowa, mogą się stać *praktycznie dostrzegalne* tylko dla olbrzymich względnych wartości prędkości obu układów, które w naturze się nie spotykają. Gdy dwa pociągi biegną ze względną prędkością 200 *km/godz.*, to różnice wskazań czasu wyrażą się tak małemi częściami sekundy, że nie sposób byłoby je zauważyć. Oczywiście, nie zmniejsza to jednak w niczem znaczenia dokonanego przewrotu naukowego. Wszystko bowiem, co było powiedziane o układach *MN* i *PQ*, dotyczy również wspomnianych dwu pociągów; płynie więc na nich faktycznie różny czas. Doniosłą jest tu idea, a nie praktyczne zastosowanie wynikających z niej wniosków.

Podaliśmy przykład, gdy nauka oraz wszyscy, którzy są z nią spoufaleni, t. j. należycie ją rozumieją, musieli zrezygnować z jednego z jej pojęć podstawowych, które, zdawało się, jest niezachwianie związane z metodami rozumowania ludzkości; musiano pogodzić się z obaleniem jednej z zasad ogólnoludzkiego sposobu myślenia wogóle, naukowego zaś w szczególności. *Czy istnieje zatem granica takich wstrząsów*, czy też takiej granicy niema, a wszystkie bez wyjątku podstawy myślenia naukowego mogą z biegiem czasu się zachwiać, ulec głębokim zmianom, a nawet zostać zupełnie obalone? Dzieje nauki dowodzą, że możliwa tu jest tylko jedna odpowiedź: *granicy takiej niema*. Nauka posuwa się nieustannie naprzód; zmieniają się nietylko metody badania naukowego, lecz i same podstawy nauki a nawet poglądy na jej zadania i cele. *Konserwatyzm* — to najgorszy wróg nauki; hamuje, a nawet zatrzymuje jej rozwój. Pożyteczny jest tylko pod tym względem, że żąda ostrożności, zapobiegliwości przy każdym kroku naprzód, zwłaszcza gdy chodzi o zasadnicze zmiany fundamentów nauki, które w danej chwili jej historycznego rozwoju są dla niej charakterystyczne. Jednak nic nienaruszalnego, żadnego „tabu" w nauce nie znajdziemy. Odważny rozum, genjusz zaczyna wątpić w jakieś przyjęte „tabu", które okazuje się poprostu zabobonem.

Nowa mikromechanika obaliła cały szereg takich „tabu", zmieniając przez to gruntownie podstawy nauki. Przyczyny historyczne, które się na to złożyły, są zupełnie jasne i sprowadzają się do następującego. Fizyka przed 1913 r. rozpatrywała ciała o wymiarach skończonych, choćby

i mikroskopijnych. Była to *makrofizyka*. Budowana na określonych przez wieki opracowanych podstawach i metodach myślenia, była przeznaczona do celów jasno sformułowanych. Po 1913 r. fizyka rozpoczęła badanie świata *wewnątrzatomowego*, powstała *mikrofizyka*. Nie dziw przeto, że w tym zupełnie nowym świecie, nauka napotkała na zupełnie niespodziewane trudności, na zupełnie nowe fakty, które dowiodły, że *nie można tu stosować praw makrofizyki*. Ze szczególną wyrazistością wyszło to na jaw przedewszystkiem w stworzonej przez Newtona a przekształconej przez Einsteina mechanice. Zastosowanie jej do świata wewnątrzatomowego prowadziło do fałszywych rezultatów. Należało więc zbudować nową mechanikę, a przytem gruntownie zmienić wiele z zasad dawnej nauki. W ten sposób powstała nowa nauka — *mikromechanika*.

Nasuwa się tu jednak pewna doniosła uwaga, która pociąga za sobą liczne konsekwencje. Jeżeli mianowicie pewne określone zasady, lub, co jest jeszcze istotniejszem, pewne formy myślenia naukowego nie mogą być stosowane w mikrofizyce, to wątpić należy, czy mamy prawo uważać je za bezwzględnie ścisłe i stosowalne w makrofizyce, choć mogą się one wogóle przyczynić do rozwoju nauki, w szczególności zaś mogą prowadzić do wniosków zgodnych z doświadczeniem. Przecież wydaje się nam ciągle, że w dwu spotykających się pociągach płynie ten sam czas, czas światowy, i nie mamy możności przekonać się doświadczalnie, że jest to tylko złudzeniem, że każdy z pociągów ma swój czas, przyczem „dwa czasy", różnią się między sobą bardzo swoiście. Inny jeszcze przykład: w rozdz. II, § 5 widzieliśmy, że masa ciała zależy od jego prędkości. Doświadczenie potwierdziło to dla ciał (elektronów), poruszających się z olbrzymią prędkością. Jest to jednak niewątpliwie słuszne również dla małych prędkości, chociaż nie można tego dowieść doświadczalnie. Jest więc rzeczą jasną, że powstanie mikrofizyki musiało spowodować przewrót również w makrofizyce, że zaczęto wątpić w słuszność wielu z jej podstaw.

Dla charakterystyki współczesnego stanu fizyki, zwrócimy uwagę na trzy okoliczności, uwydatniające się wyraźnie przy badaniu wielu nowych idei, które mikrofizyka usiłuje wprowadzić do makrofizyki.

1. Daje się czasami zauważyć bardzo jaskrawa różnica zdań między nierzadko najwybitniejszymi uczonymi. Wystąpi to szczególnie wyraźnie w § 6, który poświęcimy głębokiemu przewrotowi podstaw naukowego myślenia, związanego z mikromechaniką.

2. Uderzające niedomówienia, niekompletność, i z tego względu zupełna niejasność pewnych założeń, na których jednak oparta jest znaczna część mikromechaniki. Bodaj najdziwniejszem jest to, że wnioski, które

z tych założeń wynikają, są nietylko zgodne z doświadczeniem, lecz doprowadziły również do wykrycia zupełnie nowych zjawisk lub faktów, które wywołały sensację w świecie naukowym. Poznamy później szczególnie jedno z takich zjawisk (dyfrakcję elektronów), które zachodzi niewątpliwie, jego odkrycie wzbogaciło naukę, lecz *w jaki sposób* się ono odbywa jest całkowicie niezrozumiałem, ponieważ zgoła niejasnem jest założenie, które do jego odkrycia doprowadziło.

3. Dziwne wrażenie wywiera również okoliczność następująca. Mikromechanika lub, w każdym razie, niektórzy z jej twórców, oraz tych, co najbardziej przyczynili się do jej rozwoju, bezwarunkowo odrzucają tę lub inną hipotezę, która w dawnej nauce odgrywała doniosłą rolę. Nie przeszkadza to jednak, że w tym samym czasie inni uczeni, którzy prowadzą badania w innych dziedzinach zupełnie spokojnie nadal stosują tę właśnie hipotezę, bądź jej konsekwencje. Do takich hipotez należy, jak się przekonamy, model atomu Bohra. Otrzymujemy więc wrażenie jakiegoś chaosu, czegoś, co jest dopiero w trakcie powstawania.

Podamy tu tylko jeden przykład przewrotu zasadniczych podstaw naukowych, który zawdzięczamy mikromechanice. Musimy sobie w tym celu uprzytomnić, w jaki sposób powstawały w fizyce teorje pewnych grup zjawisk oraz związane z nimi tłumaczenia tych zjawisk. Nauka uważała w tym celu grupę zjawisk za surowy materjał, który jest dobrze nam znany i znajduje się przed nami jakby na otwartej scenie. Zjawiska te są powodowane przez niedostępne dla obserwacyj bezpośrednich przyczyny, znajdujące się jakby za kulisami umieszczonej przed nami sceny. Za podstawę teorji brano określoną *hipotezę*, t. j. założenie, dotyczące rodzaju i charakteru owej zakulisowej przyczyny. Dalszy ciąg jest ogólnie znany z całego szeregu przykładów.

Nauka współczesna, ściślej mówiąc — ogromna liczba a może i większość jej pracowników, zaprzecza celowości a nawet dopuszczalności takiej twórczości naukowej. *Wzbronione są jakiekolwiek usiłowania zajrzenia za kulisy faktów obserwowanych.* Zadanie nauki zupełnie nie polega na tem, aby poznać źródła zjawisk, które w każdym razie nie mogą być obserwowane bezpośrednio. *Nauka musi mieć do czynienia tylko z takiemi wielkościami, które mogą być zasadniczo obserwowane i mierzone.* Z artykułu młodego uczonego rosyjskiego, który szybko zajął wybitne miejsce w świecie naukowym, G. A. Gamowa (Leningrad), zapożyczamy następujące sformułowanie pojęcia *zasadniczej obserwowalności* wielkości fizycznych: „Wielkość fizyczna nazywa się zasadniczo obserwowalną, jeżeli można podać metodę *fizycznie możliwą*, choćby jeszcze przy współczesnym stanie techniki niewykonalną, która pozwala tę

wielkość zmierzyć." Nową wprowadzoną przez mikromechanikę zasadę, którą można nazwać *zasadą zasadniczej obserwowalności*, G. A. Gamow formułuje w sposób następujący: „Przy budowie teorji fizycznej wolno stosować tylko te wielkości, które są zasadniczo obserwowalne. *Jeżeli w teorji wyjdzie na jaw obecność wielkości zasadniczo nieobserwowalnej, wówczas teorja musi być przebudowana na nowych zasadach, aby w swej nowej postaci tej wielkości nie zawierała*". Do takich zasadniczo nieobserwowalnych wielkości należą te, które wyznaczają *stan dynamiczny* elektronu w atomie, t. j. jego położenie i prędkość (razem wzięte), orbitę, czas obrotu na niej oraz wymiary elektronu. Wielkości te nie powinny odgrywać żadnej roli w rozważaniach i wywodach teoretycznych; ściśle mówiąc, zabrania się o nich wogóle myśleć. Jakiemi więc wielkościami mikrofizyka może operować? Przedewszystkiem wartościami *energji atomu*, które odpowiadają jego stanom możliwym, ponieważ energje te mogą być zmierzone; może następnie operować częstościami, które można obliczyć na zasadzie trzeciego postulatu Bohra [rozdz. IV, § 4, równ. (10)] i są doświadczalnie mierzone; pozatem jeszcze natężeniem wysyłanej energji promienistej, oraz charakterem drgań (polaryzacją), nad czem jednak nie będziemy się zatrzymywać.

Z powyższego wynika, że zdaniem większości fizyków, nauka nie powinna zajmować się budową dynamicznego modelu atomu, t. j. takiego, którego opis wymaga powoływania się na ruchy wewnątrzatomowe. Implikuje to kompletne odrzucenie modelu Bohra o tyle, o ile mówi on o możliwych orbitach elektronów walencyjnych, o przejściach tych ostatnich z jednej orbity na drugą i t. d. Pozostaje tylko idea jądra i elektronów zewnętrznych, podzielonych na warstwy i podgrupy o znaczeniu czysto energetycznem.

W ścisłym związku z powyższym pozostaje sławna *zasada nieoznaczoności* (niedokładności, Unschärfe) *pomiarów fizycznych w mikrofizyce*, którą wypowiedział Heisenberg. Mamy tu na myśli nieoznaczoność *zasadniczą*, niezależną od stopnia doskonałości metod pomiarów, i z tego względu bezwarunkowo nieokreśloną; jest ona głęboko zakorzeniona w samej istocie zjawisk mikrofizycznych. Niestety nie możemy się tu wdawać w szczegóły, które są związane z bardzo skomplikowanemi rachunkami; musimy się zadowolić ogólnikowemi uwagami, zapożyczonemi z doskonałej książki, „Mechanika falowa" L. de Broglie'a, jednego z założycieli mikromechaniki, z którym jeszcze się będziemy spotykali (p. § 7).

Obserwując dowolne zjawisko, z konieczności wpływamy na jego

przebieg. Śledzić zjawisko można tylko w ten sposób, że ustala się pewien związek między zdarzeniem obserwowanem a światem zewnętrznym, do którego też należy sam obserwator. Jeżeli manipulacje, których pomiar wymaga, mało wpływają na bieg zjawiska, to można założyć, że wielkość mierzona ma po dokonanym pomiarze tę samą wartość, jaka wynika z pomiaru, jeżeli oczywiście zaniedbać nieuniknione, zależne od niedoskonałości przyrządu mierniczego i samego obserwatora, błędy pomiarów. Jeżeli jednak sam pomiar silnie wpływa na bieg zjawiska, wtedy nie możemy już zakładać, że rezultat pomiaru będzie odpowiadał stanowi rzeczy również po dokonanym pomiarze. Poznajemy wówczas stan rzeczy tylko z pewną niedokładnością, która zależy od tego, że nie wiemy, w jakim stopniu sam pomiar wpływa na obserwowane zjawisko.

Szczególnie łatwo sobie wyobrazić, że akt pomiaru pewnej wielkości *A* nieuchronnie zmienia ściśle z nią związaną, lub, jak się zwykle mówi, *sprzężoną* z wielkością *A*, inną wielkość *B* w ten sposób, że wartość liczbowa *B* staje się tem mniej dokładnie znaną, im bardziej udoskonalamy metodę pomiaru wielkości *A*. Ale też i naodwrót, udoskonalenie metody pomiaru wielkości *B* zmniejsza dokładność pomiaru sprzężonej z nią wielkości *A*. Przykładem takich wielkości sprzężonych są wielkości, wyznaczające stan dynamiczny pewnej cząsteczki, np. elektronu. Stan ten w danej chwili jest wyznaczony przez położenie cząsteczki oraz wielkość i kierunek jej prędkości. Łatwo dowieść, że te dwie wielkości, t. j. spółrzędna punktu i jej prędkość, są zasadniczo niemierzalne z bezwzględną ścisłością. Im dokładniej mierzymy jedną z nich, tem bardziej wpływa to na drugą, która staje się w ten sposób *zasadniczo niemierzalną.* H e i s e n b e r g wyprowadził zadziwiającą równość, która *wiąże wartości* niedokładności (Unschärfe) pomiarów spółrzędnej *A* i prędkości *B*. Oznaczmy mianowicie przez *a* i *b* wielkości nieoznaczoności pomiarów *A* i *B*. Równanie H e i s e n b e r g a ma dziwną postać:

$$ab = h \text{ lub większe od } h$$

gdzie *h* jest stałą P l a n c k a (rozdz. III, § 3). Równość ta świadczy, jak głębokim jest związek między teorją kwantów a nową mikromechaniką. Niedokładność lub nieoznaczoność, która stąd wynika, zgoła nie ma zależnego od metod pomiarów charakteru przypadkowego. Niedokładność ta jest *zasadniczą*, tkwiącą w tem, że pomiar jednej wielkości w sposób istotny zmienia drugą, z nią sprzężona. Można podać więcej przykładów wielkości sprzężonych. Przykładem może również służyć *energja i czas.* Dowodzi to, że dla ustalonych stanów atomu, w których energja ma zupełnie określoną

wielkość, mogącą być zmierzoną z dowolną dokładnością, wszelkie powoływanie się na ruch elektronu *w czasie* jest pozbawione naukowego sensu.

§ 6. Zasada przyczynowości.

Przechodzimy do zagadnienia, odgrywającego ogromną rolę we współczesnym stanie rozwoju mikromechaniki. Można je w krótkości sformułować w ten sposób: czy przyczynowość wogóle istnieje i czy zasada przyczynowości daje się wogóle stosować do zjawisk otaczającego nas świata, jeżeli ograniczymy się dla prostoty jedynie do martwej przyrody? Uczeni, — a jest ich bardzo wiele, należą do nich najwybitniejsi, — którzy odpowiadają na to pytanie przecząco, nietylko wyrażają powątpiewanie, lecz poprostu obalają fundamentalną zasadę, na którą spoczywała dotychczas nietylko fizyka, lecz i wszystkie inne nauki, zajmujące się przyrodą martwą. Jest tu przygotowywany, a zdaniem wielu — już nastąpił, najgłębszy przewrót podstaw myślenia naukowego. Zagadnienie przyczynowości zostało wyraźnie postawione w 1927 r. przez wyżej (§ 5) już wspomnianego młodego uczonego Heisenberga. Walka o takie lub inne rozstrzygnięcie tej zasadniczej sprawy jest jeszcze daleka od zakończenia. Należy zauważyć, że przeciwnikami obalenia zasady przyczynowości są niektórzy najwybitniejsi uczeni współcześni starszej generacji. Tak np. doskonałe poświęcone mikromechanice dzieło A. Sommerfelda, które ukazało się w 1929 r., ani jednem słowem nie wspomina o zasadzie przyczynowości! Jest rzeczą nie mniej interesującą, że zwolennicy nowego przewrotu naukowego zaczęli popularyzować sprawę obalenia zasady przyczynowości. Zarówno w licznych czasopismach popularnych, jak również w szeregu pism codziennych ukazują się artykuły, w których dowodzi się, że zasady przyczynowości wogóle niema i być nie może.

Przypomnijmy zasadniczy moment, który kierował dotychczas uczonymi przy budowie nauki. Nasze zmysły bezustannie przyjmują niezliczoną ilość wrażeń, z których składa się obraz świata zewnętrznego. Ów świat wrażeń jest w wysokim stopniu nieuporządkowany, panuje w nim ogromny chaos. Człowiek usiłuje ten świat uporządkować, konstruując sobie inny świat, który odpowiada poziomowi rozwoju człowieka w danej chwili; konstrukcja ta zawiera to, co się nazywa jego światopoglądem. W świecie tym odgrywają rolę bóstwa, różne obrazy mitologiczne, dobre i złe duchy i t. p. Nauka stopniowo je pousuwała w tem przekonaniu, że nie mają one miejsca w owym trzecim faktycznie istniejącym świecie, do poznania którego nauka wciąż dąży i który został przez nią *prowizorycz-*

nie zastąpiony przez skonstruowany przez się drugi świat. Nauka spodziewa się zbliżyć stopniowo do świata realnego i w ostatecznej konsekwencji doprowadzić świat prowizoryczny do zupełnego zlania się ze światem realnym. Przy budowie właśnie tego ostatniego świata nauka ściśle zachowywała następującą fundamentalną ideę: *w owym trzecim świecie realnym rządzą ścisłe zasady, które nie dopuszczają żadnych odchyleń;* w świecie tym panuje idealny porządek. Ponad wszystkiem wznosi się *zasada przyczynowości,* która w sposób regularny i jednoznaczny wiąże każde zdarzenie w danem miejscu i w danej chwili ze zdarzeniami w sąsiedniem miejscu i następnej chwili. Jedno zjawisko jest więc tu przyczyną, inne zaś — skutkiem. Zasada przyczynowości ma swoją obszerną głównie filozoficzną literaturę.

Należy jednak zwrócić uwagę, że pogląd o niewzruszonem panowaniu ścisłej regularności w owym trzecim świecie, który nauka usiłuje poznać, zaczął się chwiać z chwilą powstania fizyki statystycznej (p. § 4). Okazało się mianowicie, że t. zw. „zasady" fizyki są słuszne tylko jako *wartości przeciętne* bardzo wielkiej liczby poszczególnych zdarzeń, w których *główną rolę odgrywa przypadek,* a zadanie nauki sprowadza się tylko do *obliczanie stopnia prawdopodobieństwa każdego ze zdarzeń możliwych.* Zasady, które w ten sposób zostały przez naukę znalezione, odnoszą się więc wyłącznie do *makrofizyki,* do zbioru ogromnej liczby cząsteczek, z których każda wiedzie jakgdyby żywot indywidualny. *Im mniejsza jest liczba cząsteczek, tem większe są odchylenia od ustalonej zasady,* a stosuje się to prawdopodobnie do wszystkich zasad fizyki. Wszystkiem rządzi przypadek, i można tylko mówić o *stopniu prawdopodobieństwa* tego lub innego zdarzenia, powstania tego lub innego zjawiska. To dające się w wielu wypadkach obliczyć prawdopodobieństwo, rosnące wraz z olbrzymią zawsze liczbą cząsteczek, z którą ma do czynienia makrofizyka, niezmiernie mało różni się od zupełnej *pewności.* Że zjawisko spodziewane nie nastąpi jest tak mało prawdopodobnem, iż nie można liczyć, aby się to kiedyś dało zauważyć, a taki stan rzeczy właśnie oznacza, że jest to dla nas niemożliwe. Jednakże za bezwzględnie niemożliwe ścisła nauka uważać go nie może. Oczywiście, że zagadnienia roli i znaczenia przypadku, sensu obliczanego prawdopodobieństwa i stosunku obu do zjawisk otaczającego nas świata zostały wszechstronnie i krytycznie zanalizowane i wywołały niemało kontrowersyj. Jednakże zasada przyczynowości pozostawała nadal fundamentem przy budowie gmachu fizyki i szeregu innych nauk.

Z pośród krytyków zasady przyczynowości wymienimy tu znakomitego uczonego angielskiego, filozofa Dawida Hume'a (1711 —

1776). Po raz pierwszy Hume postawił zagadnienie możliwości dowodu zasady przyczynowości. Hume sam wykazał, że drogą konstrukcyj logicznych *zasada przyczynowości nie może być ani dowiedziona, ani też obalona.* Wszystkie w tym kierunku usiłowania były dotychczas bezowocne; nie udało się obalić poglądów Hume'a. Co się tyczy sprawy znaczenia statystycznych praw makrofizyki, to Planck utrzymuje, że możliwość istnienia praw statystycznych makrofizyki zakłada obecność ścisłych praw dynamicznych w mikrofizyce, aczkolwiek poznanie tych ostatnich jest dla nas niedostępne. W. Nernst twierdzi, że wprowadzenie do nauki praw statystycznych jest dowodem słabości rozumu ludzkiego, który jest jakby niezdolny przeniknąć tajniki jednostkowych zdarzeń, z których składają się obserwowane zjawiska makrofizyczne. Zdaniem Nernsta, założenie, że zasada przyczynowości jest bezwzględnie ścisła, ciążyło dotychczas nauce, przygniatając ducha uczonego; nadszedł czas rozluźnienia więzów, aby umożliwić swobodniejszy ruch myśli naukowej. Bardziej krańcowo wyraża się uczony austrjacki Exner, podając przykład następujący: „Gdybyśmy potrafili bardzo ściśle zbadać spadek ciała w próżni, stwierdzilibyśmy bezwątpienia, że przyśpieszenie jest stałe, a drogi przebyte takie, jakie otrzymuje się na podstawie wiadomych praw swobodnego spadania. Czy stąd jednak wynika, że taka zgodność zostanie stwierdzona i w tym przypadku, gdy obserwacje będą wykonywane w odstępach czasu, które byłyby mierzone nie sekundami, lecz biljonowemi lub jeszcze mniejszemi częściami sekundy? Być może, że przyśpieszenie nie miałoby w tym wypadku wartości stałej, lecz szybko oscylującej dokoła pewnej wartości przeciętnej“. Exner opowiada, że znakomity teoretyk fizyki Boltzmann w rozmowie w zupełności podzielił ten pogląd, dodając, że ciało spadające porusza się być może jakby skokami (rückweise), i może nawet nie wzdłuż prostej, lecz po linji zygzakowatej.

Budując na podstawie świata wrażeń drugi świat prowizoryczny, byliśmy przekonani, że zbliżymy się do trzeciego świata realnego. Spodziewaliśmy się przytem dotrzeć od czegoś niepewnego do czegoś ustalonego, od zmiennego do stałego. Skąd jednak mogliśmy mieć pewność, że się to nam uda i na jakiej drodze? Co nas pozatem przekonywa, że ten trzeci świat jest rzeczywiście pewną zakończoną całością, kierowaną przez niewzruszone zasady? Nic nas nie uprawnia do tak daleko idącego wniosku, który całkowicie niezależnemu od nas światu przypisuje określone własności tylko dlatego, że ich obecność wydaje się nam pożądaną. W ten mniej więcej sposób rozumuje obecnie wielu zarówno fizyków jak i filozofów.

W miarę rozwoju mikromechaniki stało się coraz bardziej widocznem, że zasada przyczynowości nie daje się stosować do zjawisk mikrofizycznych, stała się ona „pustą“, t. j. beztreściwą; nie daje nawet żadnych wskazówek, pozwalających wnioskować o prawach, rządzących zjawiskami świata atomów i cząsteczek, i które mogłyby być sprawdzone. Było to właśnie motywem kierującym głośnego artykułu Heisenberga z 1927 r., gdzie autor formułuje zasadę przyczynowości temi słowy: „Gdybyśmy dokładnie znali stan teraźniejszy dla danej chwili, to znalibyśmy również stan przyszły“. Jednak założenie w tem twierdzeniu jest nieprawdziwe, jest bowiem rzeczą niemożliwą znać stan teraźniejszy; położenie i prędkość cząsteczek nie mogą być wyznaczone (p. § 5). Można mówić jedynie o stopniu prawdopodobieństwa tej lub innej formy przyszłości. Heisenberg kończy w ten sposób: „Ponieważ wszystkie doświadczenia są związane z mikromechaniką, tem samem została udowodniona ostatecznie niesłuszność zasady przyczynowości“.

Uczony niemiecki Hugo Bergmann ogłosił w 1929 r. ciekawą książkę, zatytułowaną „Walka o zasadę przyczynowości w fizyce współczesnej“, w której analizuje dokładnie i wszechstronnie cały zespół odnoszących się tu zagadnień. W związku z przytoczonym wyżej ustępem artykułu Heisenberga, autor utrzymuje, że chodzi tu o błąd logiczny, nie można bowiem uważać za nieprawdziwe twierdzenie, mające formę „Jeżeli...., to...“ jedynie dlatego, że *założenie* nie może zostać urzeczywistnione, lub, jak się nieściśle wyraża Heisenberg, jest „nieprawdziwe“. Nieprawdziwość założenia nie oznacza nawet, że wniosek jest fałszywy, a tem mniej, że fałszywe jest całe twierdzenie, t. j. w tym przypadku zasada przyczynowości, która jest treścią niezręcznie sformułowanego twierdzenia. Nie może tu być mowy, według zdania Bergmanna, o ostatecznym wykazaniu niesłuszności zasady przyczynowości na podstawie danych mikromechaniki; można tylko mówić o niemożności jej stosowania. Istotnie, do zjawisk mikrofizycznych zasada przyczynowości nie daje się stosować, i można tylko mówić o *stopniu prawdopodobieństwa* tego lub innego zjawiska, np., przebywania *danego* elektronu w danem miejscu przestrzeni, lub jego ruchu w danym kierunku.

Bergmann zwraca uwagę w swej książce na bardzo interesujące wyjście z panującej obecnie w fizyce plątaniny, wynikłej wskutek kontrowersyj, dotyczących pojęcia przyczynowości, przypadkowości i prawdopodobieństwa. Istnieją *matematyczne teorje prawdopodobieństwa*, które pozwalają obliczyć stopień prawdopodobieństwa powstania tego lub innego zdarzenia w danych warunkach. Teorja ta nie ma jednak żadnego

związku z tem, w jakim stopniu owe obliczone prawdopodobieństwo występuje faktycznie w zjawiskach natury. Jeżeli mówimy, że z szeregu zjawisk zachodzi odpowiednio częściej to, które ma większe prawdopodobieństwo matematyczne, to nie jest to zgoła prawdą analityczną, którą można a priori dowieść. Stosowalność rachunku prawdopodobieństwa do zjawisk obserwowanych jest nową zasadą, którą należy bądź dowieść, bądź też jako „postulat aksjomatyczny“ przyjąć za podstawę badań naukowych. Twierdzenie, odnoszące się do świata zjawisk, może być tylko w tym przypadku wyprowadzone matematycznie, t. j. udowodnione, jeżeli podstawą dowodu są dane wzięte z doświadczenia i obserwacyj. „Tak więc, powiada Bergmann, mamy zasadę: To, co posiada większe prawdopodobieństwo matematyczne, zachodzi również odpowiednio częściej w naturze. Prawo to należy uważać za warunek, bez którego nie jest możliwem żadne poznanie doświadczalne (Erfahrung). Jest bardzo ważnem zrozumieć, że prawo to nie jest rzeczą samo przez się oczywistą“. Przez ustalenie tego prawa Bergmann spodziewa się wprowadzić porządek w chaos, o którym wyżej była mowa.

Na zakończenie podamy bardzo interesujący przykład zetknięcia się dwóch, jeśli nie wprost przeciwnych, to w każdym razie wyraźnie rozbieżnych poglądów na zasadę przyczynowości, które były wygłoszone przez dwu uczonych, będących bez przesady najwybitniejszymi fizykami współczesnymi. 4-go lipca 1929 r. E. Schrödinger został przyjęty na uroczystem publicznem posiedzeniu Pruskiej Akademji Naukowej w poczet członków tej instytucji. Według przyjętego zwyczaju Schrödinger wygłosił mowę wstępną, na którą odpowiedział M. Planck. Według wyrażenia Planck'a, Schrödinger w swej mowie odnosi się „przychylnie“ do sprawy usunięcia zasady przyczynowości z fizyki. Nie wypowiada się on bezwzględnie za tem usunięciem, uważa jednak, że przy rozstrzyganiu tego zagadnienia muszą główną rolę odegrać względy celowości i dogodności tego lub innego rozwiązania. Odpowiadając na to, Planck stwierdza, że uważa za swój obowiązek bronić ściśle „przyczynowej“ fizyki, t. j. jest bezwzględnym zwolennikiem zasady przyczynowości. Przypuszcza on, że zagadnienie dotyczy nietylko fizyki, i, jeżeli nie będzie ono w sposób zadawalający rozwiązane przez fizykę, doprowadzi to do zgubnych rezultatów daleko poza jej granicami. Gmach nauki może być budowany rozmaicie, wymaga jednak w każdym razie trwałego fundamentu. Jeżeli zasada przyczynowości jako fundament zostaje odrzucona, to cóż ją zastąpi w fizyce „nieprzyczynowej“? Planck zgadza się, że mikromechanika dowiodła niemożliwości ścisłego wyznaczenia początkowego stanu

wszystkich części (cząsteczek), które składają się na obserwowaną całość. Nie jest to jednak ani nic nowego, ani też nic szczególnie uderzającego. W biologji taki stan rzeczy uważa się za samo przez się zrozumiały, pomimo to jednak biologja stosuje zasadę przyczynowości. Co więcej, biologja, jako prawdziwa nauka, rozpoczyna się właśnie tam, gdzie się do niej wprowadza zasadę przyczynowości. Wreszcie jako na główny argument Planck zwraca uwagę na własne prace Schrödingera, z których wynika, że również zjawiska wewnątrzatomowe podlegają zasadzie przyczynowości, jeżeli wprowadzić pojęcie *fal*, które towarzyszą cząsteczkom elementarnym (p. § 7 i nast.). To, co powiedzieliśmy, charakteryzuje wyraźnie współczesny stan zagadnienia o zasadzie przyczynowości.

§ 7. Teorja L. de Broglie'a.

Omówienie zasad teorji L. de Broglie'a poprzedzimy historycznie interesującą uwagą. Jeszcze w pierwszej połowie XIX w. matematyk angielski W. Hamilton (1805 — 1865) zwrócił uwagę na dziwną analogję, która zachodzi między rozchodzeniem się promieni świetlnych a ruchem cząsteczki materjalnej, t. j. między optyką a dynamiką. W optyce odgrywa mianowicie doniosłą rolę zasada Fermata (1601—1665), która polega na następującem. Przypuśćmy, że promień świetlny rozchodzi się z pewnego punktu *A* do innego punktu *B* i że przestrzeń między *A* i *B* jest wypełniona ciałem, którego zawartość lub gęstość są w różnych miejscach niejednakowe; w tych warunkach Fermat stwierdził, że promień przejdzie od *A* do *B* po takiej linji łamanej lub nawet krzywej, na której *czas potrzebny dla przejścia od A do B będzie najmniejszy*. Hamilton zwrócił natomiast uwagę na twierdzenie teorji ruchu (dynamiki) cząsteczki materjalnej, które, choć inaczej wysłowione, jednakże ogromnie przypomina zasadę Fermata. I w tym przypadku twierdzenie owo orzeka, że cząsteczka przy przejściu od *A* do *B* porusza się wzdłuż drogi, przy której pewna wielkość, odgrywająca w zasadzie Fermata rolę czasu, ma *najmniejszą* wartość liczbową. Powyższe spostrzeżenie Hamiltona w ciągu dłuższego czasu nie zwróciło niczyjej uwagi, dopiero ostatnio zaczęto się w tem dopatrywać dowodu istnienia jakiegoś głęboko ukrytego, jeszcze w swej istocie niejasnego, związku między zjawiskami rozchodzenia się energji promienistej z jednej strony a ruchem cząsteczki materjalnej — z drugiej. Powstanie mikromechaniki wyjaśniło istotę i znaczenie tej współzależności.

Jak już mówiliśmy w § 1, uczony francuski L. de Broglie po-

szedł zupełnie nową drogą, usiłując uzgodnić falową i kwantową teorję energji promienistej. Nie ograniczył się on jednak do zespolenia obu teoryj w jedną, — lecz znacznie rozszerzył dziedzinę zastosowań swych idei zasadniczych, stosując je nietylko do kwantów światła, lecz i do wszelkiego rodzaju „cząsteczek", do których należą, np., atom, elektron, proton oraz kwant światła (foton). Temu ostatniemu przypisuje on te same własności, co i zwykłym cząsteczkom „materjalnym". Dzięki takiemu rozszerzeniu dziedziny zastosowań swych idei de Broglie został założycielem *mechaniki falowej*. Postaramy się dać pewne pojęcie o wytycznych teorji de Broglie'a, stosując ją do zupełnie dowolnej cząsteczki.

Załóżmy więc, że mamy dowolną cząsteczkę o masie m (w *gr*) i przypuśćmy, że porusza się ona z prędkością u. De Broglie bierze za podstawę następującą myśl zasadniczą: *Wszelka poruszająca się cząsteczka jest związana z pewnym ruchem falowym, t. j. drgającym.* Oznaczmy przez ν częstość tych drgań, prędkość ich rozchodzenia się — przez v, długość fali — przez λ, będzie więc, p. (1),

$$v = \nu\lambda \tag{5}$$

Będziemy napróżno szukali odpowiedzi na pytanie o istocie tego drgania. Możemy tylko stwierdzić, że nie jest to w każdym razie drganie samej cząsteczki, ani też drganie czegoś w jej wnętrzu. *Fale* tego drgania de Broglie nazywa *fazowemi* (§ 4, p. 1); *nie są więc one nośnikami energji.* Nie stanowią one wogóle tego, co zwykliśmy rozumieć przez fale „elektromagnetyczne". Nierzadko mówi się, że *fala fazowa prowadzi cząsteczkę materjalną,* a w §§ 9 i 10 poznamy pewne nowsze uderzające dane *doświadczalne,* które pogląd ten potwierdzają.

Tak więc przypuszczamy, że każdy ruch cząsteczki jest związany z ruchem falowym. Co właściwie drga, jak i gdzie się drganie odbywa, jaki jest związek między cząsteczką a falą, i w jaki sposób następuje ich oddziaływanie wzajemne — tego nie wiemy. Liczne były usiłowania, rozstrzygnięcia tych wątpliwości. Według poglądu E. Schrödingera (p. §§ 1 i 8) sama cząsteczka stanowi jakby punkt skupienia fal lub „paczkę fal", o czem będzie jeszcze mowa w § 9, gdzie się przekonamy, że ten pomysł należało odrzucić. Sam de Broglie uważa ruch falowy za zjawisko realne, które rzeczywiście odbywa się w pewnej przestrzeni, wewnątrz której znajduje się cząsteczka materjalna. Natężenie ruchu falowego w każdym danym punkcie tej przestrzeni jest przytem proporcjonalne do *stopnia prawdopodobieństwa* zdarzenia, że cząsteczka znajduje się właśnie w tym punkcie. Ruch cząsteczki i rozchodzenie się fali są ze sobą

związane w ten sposób, że ta współzależność zachowuje się w ciągu całego czasu. Oznacza to, że *cząsteczka jest kierowana przez falę.* De Broglie zwraca jednak uwagę, że takie ujęcie w swem dalszem rozwinięciu napotyka na duże trudności i nie może być uważane za zadawalające. Odmienny jest pogląd Heisenberga i Bohra, którzy przypuszczają, że fala towarzysząca cząsteczce nie jest wogóle zjawiskiem fizycznem, lecz *symbolizuje* jedynie to, co o niej wiemy, bowiem stan cząsteczki nie może być ściśle doświadczalnie wyznaczony (§ 5), lecz tylko określony z pewnym stopniem prawdopodobieństwa. Jak widzimy, wszystko to jest jeszcze dość mgliste, to też de Broglie, rozpatrując (1929) różne próby rozstrzygnięcia nasuwających się wątpliwości, kończy swój przegląd temi słowy: „Tem nie mniej jedno jest rzeczą pewną: że należy założyć dwoistość fal i cząsteczek i że rozkład przstrzenny cząsteczek można wyznaczyć tylko przy rozważaniu *fal.* Niestety, istota obu składników tej dwoistości, jak również ich związek wzajemny pozostają jeszcze zupełną tajemnicą". Pojęcie fali fazowej, związanej z cząsteczką materjalną, jest właśnie powodem, że całą zbudowaną na tem pojęciu teorję nazwano początkowo *mechaniką falową.*

Jak widać z powyższego, spotykamy przy omówieniu nowej teorji już w pierwszej chwili coś niejasnego, coś mało przekonywającego, mglistego. Mgła ta jeszcze się zgęszcza, jeżeli uczynimy następny krok, do którego teraz przejdziemy. Masa m cząsteczki jest równoważna pewnej ilości energji E, którą można wyznaczyć z równ. (4). E jest wyrażone w ergach, c jest prędkością światła, $c^2 = 9.10^{20}$. I oto de Broglie robi dalszy krok, pisząc analogicznie do (3),

$$E = h\nu. \tag{6}$$

Oznacza to, że cała energja, równoważna masie m, jest równa energji $\varepsilon = h\nu$ wyobrażalnego kwantu energji promienistej, częstość którego równałaby się częstości fali fazowej, która, ogólnie biorąc, nie jest energją promienistą. Równania (4) i (6) dają

$$mc^2 = h\nu. \tag{7}$$

Równanie to wiąże masę m cząsteczki z częstością ν, *towarzyszącej tej cząsteczce fali fazowej.* Nie mamy tu nic do dodania; wystarczy tylko stwierdzić jeszcze większe zagęszczenie niejasności. W dwojaki sposób, którego niestety nie możemy tu podawać i który jest zupełnie ścisły, de Broglie wyprowadza na prędkości fali fazowej v wzór następujący:

$$v = \frac{c^2}{u} \tag{8}$$

Ponieważ prędkość cząsteczki u jest w każdym razie mniejsza od prędkości światła c, więc jest rzeczą jasną, że $v > c$, t. j. *że prędkość fali fazowej v jest większa od prędkości światła.* Nie jest to rzeczą niemożliwą ani dziwną, ponieważ fala fazowa nie jest nośnikiem energji, o czem była już mowa w § 4, p. 1.

Długość fali fazowej λ znajdziemy zapomocą równości (5), (7) i (8). Z tych (5) i (7) dają

$$\lambda = \frac{v}{\nu} \tag{9}$$

i

$$\nu = \frac{mc^2}{h} \tag{10}$$

Podstawiając (8) i (10) do (9), otrzymujemy

$$\lambda = \frac{c^2 h}{umc^2},$$

lub

$$\lambda = \frac{h}{mu}. \tag{11}$$

To sławne równanie zostało, jak zobaczymy w §§ 9 i 10, doświadczalnie potwierdzone. Iloczyn mu masy cząsteczki m przez jej prędkość u nazywa się ilością ruchu (pędem) cząsteczki. Równania (10) i (11) dowodzą, że *częstość drgań fali fazowej jest wyznaczona przez masę, a długość tej fali — przez pęd cząsteczki.*

Skorzystamy z równania (11), aby obliczyć długość λ towarzyszącej *elektronowi* fali, której prędkość dana jest w woltach (rozdz. V, § 1). Musimy w tym celu podstawić do równ. (11) wartość h ze związku (2), rozdz. VII, § 1, masę elektronu m z równ. (10), rozdz. II, § 4, oraz prędkość elektronu u zgodnie z regułą podaną w rozdz. V, § 1. Wyrażając szukaną długość fali w Å, otrzymujemy prostą zależność

$$\lambda\,(\text{Å}) = \frac{12}{\sqrt{V\,(\text{wolt})}} \tag{11,a}$$

Elektronowi o prędkości 100 wolt, t. j. 600 *km/sek* (p. tabliczkę w rozdz. V, § 1) towarzyszy fala fazowa, której długość wynosi 1,2 Å, co odpowiada środkowym promieniom röntgenowskim.

Przejdziemy do dalszego bardzo doniosłego kroku. Równanie (8) wskazuje, że prędkość fali fazowej v jest większa od prędkości światła. W § 5, p. 2 widzieliśmy, że, jeżeli prędkość v zależy od częstości ν (lub naodwrót, t. j. ν od v), to istnieje szczególnego rodzaju *prędkość grupowa* w i że znany jest oddawna wzór, który pozwala obliczyć w, jeżeli zależność ta jest znana [1]).

W naszym przypadku ν zależy istotnie od v, mamy bowiem, p. (10),

$$\nu = \frac{mc^2}{h}. \qquad (12)$$

Lecz masa m zależy od jej prędkości, a na podstawie równania (17), rozdz. II, § 5, mamy:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}}}, \qquad (13)$$

ponieważ z (8) wynika $u/c = c/v$. Wstawiając (13) do (12), widzimy, że ν zależy od v. Bardzo prosty rachunek daje uderzający wynik:

$$w = u, \qquad (14)$$

prędkość grupowa fali fazowej równa jest prędkości samej cząsteczki. Widzimy, że prędkość grupowa jest prędkością przesuwania się energji. Prowadzi to do różnych poglądów w rodzaju: fala fazowa „unosi cząsteczkę na swym grzebieniu" lub „prowadzi cząsteczkę". Wypowiadano również pogląd bardziej radykalny, że cząsteczka jest punktem skupienia oscylacji, do sprawy tej wrócimy w § 8.

Przejdziemy obecnie do owego punktu teorji de Broglie'a, który wywarł największe wrażenie i odrazu skierował na tę teorję uwagę uczonych. W rozdz. IV, § 2 poznaliśmy *pierwszy postulat Bohra,* z regułą kwantowania orbit elektronowych. Głosi on, że elektron może krążyć dokoła jądra atomowego tylko na takich *orbitach kołowych,* dla których

$$2\pi r m u = nh, \qquad (15)$$

---

[1]) Dla czytelników obeznanych z pojęciem pochodnej podajemy ten wzór:

$$w = \frac{d\nu}{d\left(\frac{\nu}{v}\right)},$$

gdzie r jest promieniem orbity, m — masą elektronu, u — jego prędkością (oznaczaliśmy ją przedtem przez v), *n jest liczbą całkowitą*. Sens fizyczny tego postulatu był zupełnie niejasny. Zobaczymy, co w tym przypadku daje teorja de Broglie'a. Założmy, że cząsteczka porusza się jednostajnie na kole o promieniu r, i niech k będzie liczbą fal fazowych λ, które mieszczą się na orbicie kołowej $2\pi r$; wtedy

$$k = \frac{2\pi r}{\lambda}. \qquad (16)$$

Lecz, p. (11)

$$\lambda = \frac{h}{mu}.$$

Podstawiając tę wartość do (16), otrzymujemy

$$k = \frac{2\pi rmu}{h},$$

lub

$$2\pi rmu = kh \qquad (17)$$

Zestawiając ten wynik z (15), widzimy, że *elektron może obiegać tylko po takiej orbicie kołowej, na której mieści się całkowita liczba towarzyszących mu fal fazowych*. Innemi słowy: *drganie fazowe musi być w rezonansie z orbitą*. W ten sposób po raz pierwszy wyjaśniony został sens fizyczny pierwszego postulatu Bohra oraz takich terminów jak „możliwa" lub „dopuszczalna" orbita. Przytoczone rozumowanie dotyczy nietylko elektronu, lecz wszelkiej „cząsteczki" sprzężonej z falą fazową, np. protonu. Możnaby zadać pytanie, czemu nie stosuje się ono do dowolnych ciał, choćby do planet. Daje się to tłumaczyć w ten sposób, że, jeżeli w równ. (11) podstawić $h = 6.54 \cdot 10^{-27}$, na m masę ziemi w *gr* i na u jej prędkość w *cm/sek*, to daje to liczbę rzędu 10^{-58} *cm*, która mieści się całkowitą liczbę razy na każdej orbicie.

Jest rzeczą szczególnie interesującą zastosowanie powyższego wyniku do *kwantów światła*, które de Broglie uważa za cząsteczki szczególnego rodzaju materji. Wynika stąd, że ich prędkość u nigdy nie może osiągnąć owej wartości granicznej, którą oznaczyliśmy dotychczas przez c. Tak więc kwanty światła poruszają się z różnemi prędkościami u, które jednakże bardzo mało różnią się od c. Jeżeli założyć

$$\frac{u}{c} = 1 - \alpha,$$

to dla promieni widzialnych α jest rzędu 10^{-24}. Kwantowi światła towarzyszy fala fazowa, której prędkość v przewyższa nieco prędkość c. Lecz prędkość grupowa w równa jest prędkości u kwantu, i tę prędkość otrzymamy, mierząc prędkość światła. Fale fazowe, towarzyszące kwantowi światła, są identyczne z tem, co nazywaliśmy dotychczas falami elektromagnetycznemi. Droga kwantu odpowiada promieniowi optyki geometrycznej.

Musimy się tu ograniczyć do powyższego małego wyjątku z obszernej teorji de Broglie'a.

§ 8. Teorje Schrödingera i Heisenberga.

W paragrafie poprzednim, mówiąc o pracach de Broglie'a, mogliśmy jeszcze nietylko wyjaśnić myśli przewodnie, które były punktem wyjścia jego rozumowań, lecz byliśmy również w stanie podać pewne otrzymane przez niego wyniki. Przechodząc natomiast do teoryj Schrödingera i Heisenberga, nie możemy postąpić w sposób analogiczny, mamy tu bowiem do czynienia jedynie ze skomplikowanemi wywodami matematycznemi, i tylko z trudnością można tam znaleźć to, co dotychczas zwykliśmy nazywać fizyką.

Jedna z podstawowych myśli Schrödingera polega na następującem. Widzieliśmy (§ 4, p. 2), że operującą promieniami optykę geometryczną można stosować tylko w obrębie makrofizyki. Gdy przechodzimy natomiast do optyki mikrofizycznej, w której ma miejsce zjawisko *dyfrakcji* światła, metoda geometryczna z jej promieniami całkowicie zawodzi i tylko optyka falowa daje wyczerpujące tłumaczenie zjawisk obserwowanych. Zwróciliśmy już w § 7 uwagę na to, że między naszą zwykłą mechaniką, t. j. nauką o ruchu i siłach a optyką istnieje pewna zadziwiająco głęboka analogja, na którą zwrócił po raz pierwszy uwagę matematyk angielski Hamilton.

I oto powstaje następująca wspaniała co do swej głębi koncepcja: *cała nasza mechanika z jej prawami, wzorami i t. d. daje się stosować tylko do zjawisk makrofizycznych; natomiast do zjawisk mikrofizycznych, które się odbywają we wnętrzu atomów i cząsteczek, stosować jej nie można, i należy ją zastąpić zupełnie inną, jaką właśnie jest nowa mikromechanika.* W ten sposób dawna mechanika stanowi analogję do optyki geometrycznej, zaś nowa — do optyki falowej. Przejście od dawnej mechaniki do nowej musi się odbyć drogą przekształcenia praw zasadniczych (równań)

starej mechaniki w taką formę, która byłaby możliwie zbliżona do postaci praw (równań) optyki falowej. S c h r ö d i n g e r wykonał takie przekształcenie i otrzymał sławne *prawo (równanie) S c h r ö d i n g e r a*, które stanowi też obecnie podstawę nowej *mechaniki*. Podał on dokładnie pewne dodatkowe warunki, które należy uwzględnić przy stosowaniu tego prawa, jak również znaczenie fizyczne pewnych otrzymywanych przytem wielkości. Setki prac zostały poświęcone wytłumaczeniu, uogólnieniu, a przedewszystkiem zastosowaniu prawa (równania) S c h r ö d i n g e r a do rozwiązania różnorodnych zagadnień mikrofizyki.

Wychodząc z założeń zasadniczych d e B r o g l i e'a, S c h r ö d i n g e r rozpatruje również falę fazową, przyczem prędkość grupowa równa jest prędkości samej cząsteczki, p. (14). Naprowadziło go to na wspomniany już w § 4, pomysł, że sama cząsteczka jest też grupą, lub, jak się S c h r ö d i n g e r wyraża, *„paczką fal“* (Wellenpaket), w którym skupiona jest energja $h\nu = mc^2$, p. (7). Jednak pomysł ten trzeba było odrzucić, ponieważ można dowieść, że taka „paczka fal“ nie może być czemś stałem. Musi ona bezwarunkowo z biegiem czasu się rozpaść, energja paczki ulega rozproszeniu. Szczególnie szybko musi to nastąpić w owych doświadczeniach dyfrakcji elektronów, o których będzie mowa w § 10.

Wracamy do zasadniczego równania S c h r ö d i n g e r a. Z powyższego już widać, że dążył on do takiego przekształcenia mechaniki, któreby odpowiadało przejściu od optyki geometrycznej do falowej. Nie dziw więc, że równanie podane przezeń zewnętrznie bardzo przypomina oddawna znane w nauce równanie, które stanowi rozwiązanie zagadnienia falowego rozchodzenia się ruchów drgających w dowolnym ośrodku, np. akustycznych w powietrzu, elektromagnetycznych w próżni i t. d. Wielkością podstawową w równaniu S c h r ö d i n g e r a jest pewna wielkość, którą oznaczamy zwykle przez ψ (psi). Zależy ona od położenia (spółrzędnych) punktu, którego dotyczy, oraz od czasu. Równanie S c h r ö d i n g e r a zawiera pozatem składniki, których postać zależy od rodzaju rozwiązywanego zagadnienia. Forma tego równania jest bardzo skomplikowana, a jego analiza jest prawie zawsze bardzo trudna. Rezultatem takiej analizy może być szereg określonych wartości ψ_1, ψ_2, ψ_3 i t. d. wielkości ψ, jeżeli dane są pozatem *warunki dodatkowe*, które ta ostatnia musi spełniać. Takiemi warunkami może być żądanie, aby dla wszystkich punktów przestrzeni wielkość ψ była *skończona* (t. j. nie nieskończenie wielka), *ciągła* (t .j. aby nie miała w przestrzeni nigdzie skoków swej wartości liczbowej) i *jednoznaczna* (t. j., aby dla tego samego punktu przestrzeni nie otrzymano dwu lub większej liczby jej wartości). Znalezienie

przy zachowaniu tych warunków, niezależnych wartości ψ_1, ψ_2, ψ_3 i. t. d. wielkości ψ zastępuje to, co nazwaliśmy kwantowaniem (rozdz. IV, § 8). Od wielkości ψ_1, ψ_2, ψ_3 i t .d. można np. przejść do owych niezależnych wartości energji J_1, J_2, J_3 i t. d., które są dla danego układu możliwe, lub, jak mówiliśmy, dopuszczalne, stąd zaś mamy już proste przejście do *wyrazów widmowych.* (rozdz. IV, § 8), których ogromne znaczenie choćby dla celów analizy widmowej poznaliśmy w rozdziałach IV i V.

Zwracamy się do podstawowego zagadnienia *fizycznego znaczenia wielkości* ψ. Schrödinger uważa, że ψ ma charakter fali, różniącej się jednak od fali fazowej de Broglie'a pewnemi właściwościami, których nie możemy tu wyjaśnić. Bardzo duże znaczenie posiada następujące twierdzenie Schrödingera, podawane przez niego w formie *postulatu: Wielkości* ψ^2 *określają w każdym punkcie przestrzeni gęstość ładunku elektrycznego*[1]). Zakłada się, że w omawianem zagadnieniu sprawa dotyczy elektronu, jak zwykle w zadaniach, dotyczących mikrofizyki, t. j. świata atomów i cząsteczek. Ponieważ ψ posiąda określoną wartość we wszystkich punktach przestrzeni, więc elektron, mówiąc ściśle, omal nie zajmuje całej przestrzeni. Jest to właśnie sławne *„zatarcie granic" elektronu.* Obraz elektronu jako cząsteczki o wymiarach zupełnie określonych traci tu sens. Można oczywiście założyć, że elektron jest „zatarty" w pewnej małej przestrzeni, zewnątrz której można jego gęstość ψ^2 zaniedbać. Przestrzeń ta jest jednak w każdym razie większa od objętości, którą przypisuje elektronowi dawna fizyka.

Uczony niemiecki M. Born jest zupełnie innego zdania o fizycznem znaczeniu wielkości ψ, i jego pogląd jest, zdaje się, obecnie najbardziej wśród uczonych rozpowszechniony. Zakłada on mianowicie, że ψ^2, (p. odnośnik) określa w danym punkcie *prawdopodobieństwo zdarzenia, że elektron w tym punkcie się znajduje.* Łatwo spostrzec pewien aczkolwiek tylko powierzchowny związek między poglądami Borna i Schrödingera: większemu prawdopodobieństwu przebywania elektronu w danym punkcie, według Borna, odpowiada większa gęstość ładunku w tym samym punkcie, według Schrödingera. To, co według Schrödingera, oznacza obecność *nieznacznej części elektronu* w danym punkcie, jest według Borna obecnością całego elektronu w tym punkcie w ciągu danej nieznacznej co do wielkości chwili, a to właśnie sprowadza się do wskazanego stopnia prawdopodobieństwa. O wiele głębszym jest związ-

---

[1]) Dla czytelników obeznanych z algebrą zauważymy, że zamiast ψ^2 należałoby pisać $\psi\,\overline{\psi}$, gdzie $\psi\,\overline{\psi}$ są to wielkości zespolone sprzężone. Jeżeli $\psi = a + b\sqrt{-1}$, to $\overline{\psi} = a - b\sqrt{-1}$, i mowa o wielkości $\psi\overline{\psi} = a^2 + b^2$.

zek pomiędzy koncepcją Borna, a teorją Heisenberga o zasadniczej nieobserwowalności stanu cząsteczki, np. elektronu, t. j. niemożności określenia jej położenia i prędkości ruchu (§ 5). Możemy zasadniczo podać tylko *stopień prawdopodobieństwa* przebywania cząsteczki w tym lub innym punkcie.

Od ujęcia wielkości ψ przez Borna jest już tylko jeden krok do poglądu na metodę Schrödingera jako na czysto statystyczną (§ 4). Sam Schrödinger w jednym z wykładów w Londynie w 1928 r. charakteryzuje ten pogląd w sposób następujący: wielkość ψ nie dotyczy *jednego* rozpatrywanego w danem zagadnieniu, określonego układu, lecz obejmuje naraz wszelkie możliwe tego rodzaju układy, znajdujące się we wszelkich możliwych stanach, w których układ może przebywać. Wyznacza ona tę część tych układów, które w danej chwili znajdują się w określonym stanie. Schrödinger uważa jednak, że pogląd ten jest niemożliwy do przyjęcia.

E. Rabinowitsch (Berlin), który zajmował się wiele zagadnieniem statystycznej interpretacji metody Schrödingera, wypowiada (1929) poglądy następujące. Wyobraźmy sobie N atomów, gdzie N jest liczbą bardzo wielką, i ulokujmy je w myśli w jednym punkcie w ten sposób, aby jądra atomowe wszystkich N atomów znalazły się w jednym punkcie. Wtedy chmura N elektronów da nam właśnie zatarty elektron Schrödingera, przyczem gęstość ładunku okaże się oczywiście N razy większa od ψ^2. Charakter statystyczny występuje tu wyraźnie bowiem ψ^2 wskazuje liczbę elektronów (z pośród wielkiej ich liczby N), które w danej chwili zajmują pewne określone położenie.

W najwyższem stopniu ciekawe są poglądy Sommerfelda, zawarte w jego wyżej już cytowanej książce (1929). Podajemy tu kilka wyjątków: „Bezwarunkowo wyrzekamy się przyjęcia naładowanej chmury (t. j. elektronu zatartego), do którego prowadzi teorja Schrödingera w dosłownym sensie słowa. Utrzymujemy bezwzględnie w mocy dobrze uzasadnione ujęcie elektronu, jako utworu punktowego (punktförmig), lub w każdym razie mającego małe wymiary w porównaniu z atomem". Następnie Sommerfeld zwraca uwagę na następującą sprzeczność. Elektron jest uważany za „zatarty" w przestrzeni o nieokreślonych rozmiarach. Gdy jednak, stosując równanie Schrödingera, przystępujemy do rozwiązania określonego zadania, np. zagadnienia ruchu pojedyńczego elektronu, krążącego wokoło jądra atomowego, wtedy na wielkość energji potencjalnej elektronu wprowadza się (do równania Schrödingera) wyrażenie, które traci wszelki sens dla elektronu zatartego, za-

kłada ono bowiem, że elektron znajduje się całkowicie w jednym punkcie przestrzeni. Na tę sprzeczność zwrócili również uwagę inni uczeni np. Stark, odkrywca „zjawiska Starka" (rozdz. XIV, § 3). Zresztą można w mikromechanice znaleźć niemało różnego rodzaju sprzeczności. O charakterze statystycznym teorji Schrödingera Sommerfeld jest mniej więcej tego samego zdania, co i Rabinowitsch (p. wyżej). Co się zaś tyczy zastosowania teorji Heisenberga o niemożliwości dokładnego pomiaru dwu wielkości sprzężonych (§ 5), to Sommerfeld uważa, że w teorji Schrödingera należy za takie uważać energję i czas. Gdy energje J_1, J_2, J_3 i t. d. (p. wyżej) są zupełnie ściśle określone, wtedy wyznaczenie czasu staje się niemożliwem, i z tego względu odpada pojęcie orbit elektronowych, przebywanych w ciągu pewnego czasu. Można tylko wyznaczyć *przeciętny czas przebywania* elektronu w danem miejscu, co daje właśnie gęstość ładunku ψ^2. Wreszcie Sommerfeld powiada: „Duchowi tych ogólnych teoryj odpowiada w zupełności założenie, że ψ jest wielkością czysto matematyczną, pomocniczą, i że tylko ψ^2 (p. odnośnik na str. 359) ma charakter fizyczny".

Powyższe uwagi, dotyczące wielkości ψ, są dla mikromechaniki bardzo charakterystyczne i mogą być doskonałą ilustracją § 3. Lepszą jeszcze jednak jej charakterystyką jest zagadnienie, które Schrödinger wysuwa w ostatnim z swoich czterech wykładów w Londynie. W teorji kwantowej światła mieliśmy mianowicie wzór $\varepsilon = h\nu$, gdzie ε jest energją kwantu, ν liczbą drgań, a h jest stałą Plancka [(rozdz. III, § 3, równ. (2)]. Ponieważ ν jest wzięte na sekundę, więc jest rzeczą jasną, że energja ε jest liczbowo równa liczbie drgań w *h sek.* Schrödinger w związku z tem stawia pytanie: „Czy możemy być zupełnie pewni, że pojęcie energji, bez którego nie możemy się obejść przy rozpatrywaniu zjawisk makroskopowych, ma wogóle jakiś sens w zjawiskach mikromechanicznych prócz swego znaczenia jako liczby drgań w h sekundach?". Spostrzegamy tu już nie ową zwykłą i nieuniknioną chwiejność, która towarzyszy wszelkiej twórczości naukowej, lecz raczej zakłopotaną dezorjentację!

Usiłowaliśmy w miarę możności poinformować czytelników o pracach de Broglie'a i Schrödingera, będących podstawą tej gałęzi nowej teorji, która, ze zrozumiałych teraz względów, nosi nazwę mechaniki falowej. O drugiej gałęzi, którą nazwano mechaniką kwantową, a ugruntowaną przez Heisenberga, Borna i P. Jordana prawie nic powiedzieć nie możemy. Dwaj ostatni uczeni wprowadzili do teorji Heisenberga zastosowanie specjalnego działu matematyki, który mówi

o t. zw. macierzach. Dirac stosuje specjalną przez siebie samego stworzoną metodę matematyczną. Schrödinger dowiódł, że jego prawo zasadnicze (równanie) i rachunek macierzy muszą prowadzić do wyników jednakowych. Cała ta matematyczna strona nowej teorji nie daje zupełnie materjału do niniejszego rozdziału.

§ 9. Pewne wyniki mikromechaniki.

Wspominaliśmy niejednokrotnie o wielkiej liczbie prac z mikromechaniki, ogłoszonych w ciągu tych niewielu lat, zwróciliśmy jednak też uwagę, że mają one prawie całkowicie charakter czysto matematyczny, który nie nadaje się do przedstawienia w niniejszej książce. Korzystając z metod Schrödingera, Heisenberga lub Dirac'a, mikromechanika usiłowała zanalizować bardzo wielką liczbę zagadnień, dotyczących w chwili obecnej prawie wszystkich działów fizyki, a zakres ich jeszcze wciąż się rozszerza. Ograniczymy się do następującej uwagi: w zależności od zagadnienia oraz charakteru jego rozwiązania podzielimy wszystkie prace na *cztery grupy*, zatrzymamy się przytem zwłaszcza nad czwartą, szczególnie wyraźnie uwydatniającej postęp naukowy, który zawdzięczamy mikromechanice.

Grupa pierwsza. Zaliczamy tu prace, dotyczące zagadnień oddawna przez naukę „klasyczną", która stosowała mechanikę Newtona i Einsteina, rozwiązanych, przyczem mikromechanika prowadzi do tych samych niewątpliwie prawdziwych wyników, co i mechanika klasyczna. Bardzo wielkie znaczenie tych prac *szczególnie w pierwszych chwilach powstania mikromechaniki*, polega na tem, że były one dowodem, iż nowa teorja, nie bacząc na *zupełną nowość jej metody*, prowadzi do wyników prawdziwych. Fakt ten był jakby pierwszym impulsem, który wzbudził *zaufanie* do nowej nauki.

Grupa druga. Zaliczamy tu prace, które przy analizowaniu tych lub innych zagadnień, *prowadziły do wyników prawdziwych*, natomiast metody klasycznej nauki (t. j. do 1924 r.) dawały wyniki bezsprzecznie fałszywe, niezgodne z danemi doświadczenia. Jest rzeczą jasną, do jakiego stopnia prace te musiały pogłębić zaufanie do nowych metod mikromechaniki. Ograniczymy się do jednego przykładu. W § 2 mówiliśmy już, że teorja klasyczna prowadziła do *całkowitych liczb kwantowych*, doświadczenie natomiast dowodziło konieczności wprowadzenia również i „połówkowych" liczb kwantowych 1, 1½, 2, 2½, 3, 3½ i t. d. Oba początkowe kierunki mikromechaniki, jeszcze przed swem zespoleniem w jedno,

odrazu wykazały, że rozwiązanie szeregu zagadnień prowadzi właśnie do połówkowych liczb kwantowych.

Grupa trzecia. Mamy już obecnie duży szereg prac, w których mikromechanika pozwoliła *wytłumaczyć zjawiska lub fakty, jakich teorja klasyczna nie była w stanie tłumaczyć; były one dla niej zagadką.* Podamy tylko bardzo niewiele z pośród całego ich szeregu; nie możemy tu natomiast wskazać metody mikromechaniki, która jest najeżona wywodami matematycznemi, prawie zawsze bardzo skomplikowanemi.

1. W rozdz. II, § 11 poznaliśmy *regułę wyboru,* głoszącą, że nie wszystkie przejścia układu z dowolnego z jego stanów możliwych o energjach J_1, J_2, J_3, i t. d. do dowolnego innego stanu mogą się istotnie odbywać. Istnieje wiele niemożliwych, lub, jak się mówi, „wzbronionych" przejść. Reguły tego wyboru były ustalone empirycznie. Dla pewnych bardzo prostych układów reguły wyboru mogły być wytłumaczone, chociaż nie bez zarzutu. W ogólności jednak reguły wyboru pozostawały niewytłumaczalne, a ich konieczność niezrozumiała. Zastosowanie metod mikromechaniki daje reguły wyboru bezpośrednio, jako matematyczną konsekwencję założeń danego zagadnienia.

2. Według drugiego postulatu B o h r a (rozdz. IV, § 2) elektron nie wysyła energji promienistej, gdy jest w ruchu na „dopuszczalnej" przez pierwszy postulat (tamże) orbity, co jest w jaskrawej sprzeczności z podstawowemi zasadami elektrodynamiki klasycznej. Mikromechanika nie zna zupełnie orbit elektronowych; ma ona do czynienia tylko z ustalonemi stanami atomu, np. wodoru i odpowiedniemi wartościami energji J_1, J_2, J_3 i t. d. Dowcipna teorja, która wychodzi z założenia, że ψ^2 *gra rolę* gęstości ładunku elektrycznego, pokazuje wprost, że atom w dowolnym ze stanów statecznych nie promieniuje.

3. *Zjawisko S t a r k a i zjawisko Z e e m a n a* (rozdz. XIV, §§ 1, 2 i 3) zostały przez mikromechanikę prawie wyczerpująco wytłumaczone, to samo dotyczy licznych innych zjawisk, których tu wymieniać nie będziemy.

4. *Praca G. A. G a m o w a.* Z pośród setek prac wydzielimy jedną wykonaną przez młodego uczonego rosyjskiego G. A. G a m o w a (Leningrad) w 1928 r., o której była nawet mowa w pismach. Zagadnienie dotyczy *wyrzucania cząstek alfa przez jądra atomów promieniotwórczych* (rozdz. XI, § 1) i polega na następującem. Dane doświadczalne wskazują, że w niezmiernie bliskiej odległości od jądra atomowego siła, z którą jądro oddziaływa na cząstkę alfa, *zmienia swój znak,* t. j. odpychanie przechodzi w przyciąganie. Cząstka alfa musi to przyciąganie pokonać.

Obliczenia dowiodły, że cząstka alfa przy wylatywaniu z jądra ma energję kinetyczną ruchu, która jest niedostateczna, aby owe przyciąganie pokonać. Aby wytłumaczyć to niezrozumiałe zjawisko, Rutherford założył, że wewnątrz jądra atomowego znajdują się nie cząstki alfa, lecz obojętne atomy helu, t. j. cząstki alfa, które nie straciły dwu elektronów. Taki atom wylatuje z jądra, i dopiero w obszarze, gdzie działają nań siły odpychające, traci swe elektrony i ulega przemianie w cząstkę alfa. Nie można jednak uważać tego tłumaczenia za zadawalające.

Tak więc nauka klasyczna prowadziła do wniosku, że cząstka alfa nie może pokonać tej przegrody, że więc *prawdopodobieństwo* wylatywania cząstki alfa z jądra pierwiastka promieniotwórczego *jest równe zeru*. Zasługa Gamowa polega na tem, że zastosował on do tego zagadnienia po raz pierwszy metody mikromechaniki i dowiódł, że *prawdopodobieństwo wylatywania cząstki alfa nie jest równe zeru*, a zatem pewnym cząstkom może się udać pokonać ową przegrodę. Poszedł on jednak jeszcze dalej. Geiger i Nuttall wyprowadzili mianowicie (1912) czysto empiryczną zależność, która wiąże okres półtrwania pierwiastków promieniotwórczych (rozdz. XI, § 2) z energją wylatujących cząstek alfa. Dla czytelników bardziej zaznajmionych z algebrą wzór ten podajemy:

$$lg\, T = a + bE \qquad (18)$$

gdzie T jest okresem półtrwania pierwiastka, E — energją wylatującej cząstki alfa, a i b — dwiema stałemi. Łatwo zrozumieć, że czas T musi być zależny od prawdopodobieństwa wyrzucania cząstki alfa. Gamow zdołał teoretycznie wyprowadzić równość (18) Geigera i Nuttall'a, przyczem otrzymał na spółczynnik b wartość liczbową dobrze się zgadzającą z wartością, którą daje doświadczenie.

Grupa czwarta. Wszelka nowa teorja jest tylko wówczas poważnym krokiem naprzód na ciernistej drodze, wiodącej do istotnego poznania prawdy, gdy *przepowiada* nowe fakty lub zupełnie nowe zjawiska, których istnienie przy poprzednich teorjach nie mogło być przewidziane, bądź musiało być uważane za niemożliwe, czy też nonsensowne. Z całego bogatego wszechstronnego materjału, jakiego nam dostarcza mikromechanika, wyjmujemy przedewszystkiem *nowy fakt*, którego istnienie nie było przedtem przez nikogo podejrzewane, chociaż coś analogicznego (dla innej substancji) było już znane, tak iż odkrycie to nie może być uważane za zupełną nowość. Następnie podamy jedno zupełnie nowe zjawisko, którego sama nazwa z punktu widzenia klasycznej nauki musiała się wydawać *nonsensownem zestawieniem słów*. Rozpatrzymy tu chwilowo tylko ów wspom-

niany wyżej nowy fakt, natomiast nowe zjawisko omówimy w osobnym paragrafie.

Nowy fakt. Mamy na myśli odkrycie *para- i ortowodoru*. W rozdz. III, § 5 widzieliśmy, że gazowy hel składa się z mieszaniny dwu odmian helu: ortohelu i parahelu. Ich ciężar atomowy jest jednakowy, nie może więc być mowy o dwóch izotopach tego pierwiastka (rozdz. XI, § 3). Usiłowania wytłumaczenia istnienia dwu odmian helu przez różne ulokowanie orbit dwu elektronów nie prowadziły do wyników, możliwych do przyjęcia. W 1926 r. Heisenberg dowiódł, że zastosowanie mikromechaniki do analizy układu, składającego się z dodatniego jądra i dwu elektronów, prowadzi bezpośrednio do wniosku, że układ taki może istnieć w dwu postaciach, których różnice są następujące. W rozdz. II, § 4, mówiliśmy, że elektrony mają *ruch obrotowy*. Obracający się elektron odgrywa zaś rolę małego magnesu. Teorja dowodzi, że w ortohelu osie tych elektronowych magnesików mają ten sam kierunek, zaś w parahelu — kierunki przeciwne. Ta praca Heisenberga była powodem, że wielu uczonych zwróciło uwagę na okoliczność, iż *również zwykły gazowy dwuatomowy wodór musi stanowić mieszaninę dwu odmian wodoru, ortowodoru i parawodoru*. Teorja dowodzi, że różnica między temi odmianami jest trochę inna, niż w helu. Zamiast obracających się elektronów, należy tu rozpatrywać *obracające się jądra* (protony) dwu atomów wodoru. W parawodorze osie protonowych magnesików są przeciwrównoległe, zaś w ortowodorze — równoległe. W dalszym ciągu z *teorji* wynika, że dla niezbyt niskich temperatur ilości para- i ortowodoru muszą być w stosunku 1 : 3, t. j. ortowodoru jest trzy razy więcej, niż parawodoru. Dla niskich temperatur stosunek ten musi zmieniać się na *korzyść parawodoru*, dla bardzo zaś niskich temperatur wodór składa się prawie wyłącznie z parawodoru. Dwie odmiany cząsteczkowego wodoru różnią się od siebie, jak wynika z teorji, wieloma własnościami fizycznemi: przedewszystkiem przewodnictwem cieplnem, ciepłem właściwem, temperaturą zamarzania, prężnością pary nasyconej, szczególnie zaś widma ich muszą być różne, ponieważ widmo wodoru cząsteczkowego składa się z zespołu dwu widm, z których widmo ortowodoru w bardzo niskich temperaturach znika.

Jednocześnie stroną doświadczalną zagadnienia zajmowali się A. Eucken (Wrocław), a w szczególności K. F. Bonhoeffer i jego współpracownik P. Harteck w Berlinie. Zatrzymamy się nad pracami tych dwu ostatnich uczonych, którzy z przewodnictwa cieplnego wnioskowali o składzie wodoru. Z pośród licznych zdobytych przez nich wyników przytoczymy tu najważniejsze.

Okazało się więc, że stosunek para- do ortowodoru w zwykłej temperaturze jest rzeczywiście równy 1 : 3. Jednakże *stosunek ten nie ulega zmianie przy obniżeniu temperatury*, i pozostaje taki sam nawet w ciekłym (—252,8° C) i zestalonym (—258° C) wodorze. To też Bonhoeffer wpadł na pomysł, że tłumaczy się to niezmierną powolnością przejścia orto w para. Pogląd ten okazał się słusznym. Gdy bowiem ciekły wodór był przez pewien czas pozostawiony sam sobie, to stosunek para do orto ulegał z biegiem czasu stopniowej zmianie na korzyść para; jednakże otrzymanie prawie czystego parawodoru wymagało całego *tygodnia* czasu. Bonhoeffer wpadł wówczas na szczęśliwy pomysł; aby przyśpieszyć proces przemiany, skorzystał dowcipnie z własności węgla, który w bardzo niskich temperaturach pochłania, jak wiadomo, olbrzymie ilości gazów. Bonhoeffer umieścił więc węgiel w naczyniu, otoczonem ciekłym wodorem, i przepuszczał przezeń powoli wodór, który, ulegając zgęszczeniu w węglu, zaczął się szybko zmieniać i *przekształcił się* w prawie czysty parawodór (99,7% para i 0,3% orto), trwało to zamiast tygodnia tylko 20 minut. W ten sposób *otrzymano prawie czysty parawodór* i w całym szeregu świetnych prac zdołano zbadać jego własności fizyczne. Nie będziemy tu wymieniać zdobytych wyników, ponieważ mają one charakter zbyt specjalny; zauważymy tylko, że część tychże była przez mikromechanikę ściśle przewidziana. Zdaniem Bonhoeffera azot, fluor, chlor i jod muszą również stanowić mieszaniny dwu odmian para i orto; dla chloru jest to jednak możliwe tylko w przypadku, gdy oba jego atomy mają jednakowy ciężar atomowy 35 lub 37 (rozdz. XI, § 3).

Przed powstaniem mikromechaniki nikomu nawet na myśl nie przyszło, że wodór jest mieszaniną dwu odmian tego gazu. Mikromechanika odkryła tu fakt, jeżeli niezupełnie nowy, to jednak bardzo ciekawy.

§ 10. Dyfrakcja elektronów.

Przechodzimy do rozpatrzenia wspomnianego wyżej zupełnie nowego zjawiska, wykrytego dzięki poglądom na materję, które są podstawą mikromechaniki. Jeszcze do niedawna, a mianowicie na jesieni 1927 r. zestawienie słów „dyfrakcja elektronów" wydawałoby się zupełnie nonsensownem. Dyfrakcja (§ 4, p. 3) jest zjawiskiem, obserwowanem tylko w pewnych warunkach, gdy mamy do czynienia z rozchodzącym się w przestrzeni ruchem drgającym. Spotykaliśmy już dyfrakcję w rozdz. V, § 6. Elektron jest *cząsteczką* elektryczności; jakiż więc sens mogą tu mieć słowa „dyfrakcja elektronów"? Obecnie wyszło na jaw, że

dyfrakcja taka istotnie zachodzi, była ona doświadczalnie obserwowana, a jej wytłumaczenie wynika z podstaw nowej mechaniki falowej. Przypomnijmy, że dyfrakcja może nastąpić przy odbiciu (dyfrakcyjne odbicie promieni röntgenowskich od płaszczyzn siatkowych warstwy powierzchniowej kryształu), oraz np., przy przejściu promieni przez siatkę dyfrakcyjną. Jeżeli promienie przechodzą przez bardzo cienką płytkę, której cząsteczki wywołują dyfrakcyjne rozproszenie tych promieni, to w przypadku, gdy padają one prostopadle do powierzchni płytki, promienie, które przeszły, dają na płytce fotograficznej plamę centralną otoczoną pierścieniami.

Elektron jest sprzężony z falą fazową, fala ta go „prowadzi", elektron idzie tam, gdzie kieruje się fala fazowa. Widzieliśmy (p. koniec § 5), że droga elektronu odpowiada promieniowi optyki geometrycznej.

Mamy już cały szereg badań doświadczalnych, które wykazują dyfrakcję elektronów. Przypomnijmy, że prędkość u elektronu oraz długość λ sprzężonej z nim fali fazowej związane są równością, p. (11):

$$\lambda = \frac{h}{mu}, \tag{18}$$

gdzie h jest stałą Plancka, m — masą *poruszającego się* elektronu. Ponieważ m rośnie wraz z u, jest więc rzeczą jasną, że *długość fali fazowej jest tem mniejsza, im większa jest prędkość elektronu.* Zgodnie z prawami dyfrakcji, kąt odchylenia promieni dyfrakcyjnie rozproszonych jest tem mniejszy, im mniejsza jest długość fali.

Pierwszą dotyczącą tu pracę wykonał E. G. Dymond, który przepuszczał wąską wiązkę elektronów przez rozrzedzony hel i badał ich rozproszenie w tym gazie. Charakter rozproszenia jest zależny od ilości elektronów, odchylonych od biegu prostolinjowego o dany kąt φ. Należało się spodziewać, że rozproszenie to zmienia się równomiernie wraz z powiększeniem kąta φ. Otrzymano zupełnie co innego: dla pewnych określonych kątów φ, np. dla $\varphi = 5^0$ i $\varphi = 60^0$, rozproszenie okazało się szczególnie wielkiem, dając wyraźne maksima ilości elektronów. Przy zwiększeniu prędkości elektronów kąty φ wogóle malały; wykryto ogółem trzy maksima, — zjawisko o charakterze czysto dyfrakcyjnym.

O wiele bardziej przekonywające są doświadczenia C. J. Davissona i L. H. Germera, które wywołały olbrzymie zainteresowanie. Widzieliśmy, że padający na kryształ pęk promieni röntgenowskich ulega odbiciu dyfrakcyjnemu (rozdz. V, § 6), dającemu jasne wiązki w określonych możliwych do wyznaczenia kierunkach, jeżeli znana jest wewnętrzna struktura kryształu; fig. 11 (rozdz. V, § 6) ilustruje to zjawisko, Davis-

son i Germer skierowali strumień *elektronów* na powierzchnię kryształu niklu. Otrzymano przytem szereg dość wyraźnie odbitych pęków, których rozkład w zupełności przypomina fig. 11. 10 z tych pęków bardzo dokładnie odpowiada równ. (18), jeżeli na wzajemne odległości atomów wziąć 0,7 ich odległości. Pomimo tego odchylenia charakter zjawiska jest zupełnie oczywisty. H. Bethe oraz F. Zwicky usiłowali tę niezgodność usunąć. Pierwszy z nich wprowadził pojęcie *załamania strumienia elektronowego* przy przejściu z powietrza do kryształu. Załamanie to zostaje wywołane przez potencjał elektryczny kryształu, który oddziaływuje na elektron. W drugiej pracy Bethe obliczył wartość potencjału w przypadku doświadczeń Davissona i Germera; wynosi ona 14 wolt. Następnie Davisson i Germer wyznaczali wartość spółczynnika załamania i znaleźli liczbę 1,13 w przypadku, gdy długość towarzyszącej elektronowi fali wynosiła 1,6 *Å*; dla długość fali 0,5 *Å* spółczynnik ten wynosi 1,01.[1])

Największe wrażenie wywarły doświadczenia G. P. Thomsona (syna znakomitego uczonego J. J. Thomsona) i A. Reida, a następnie samego G. P. Thomsona, ponieważ uwydatniły dyfrakcję elektronów w formie szczególnie dobitnej. Uczeni ci przepuścili mianowicie strumień promieni katodowych, t. j. elektronów przez błonkę celuloidu (grubości $3{,}10^{-6}$ *cm)*, i otrzymali na zdjęciu fotograficznem plamę centralną otoczoną pałoma pierścieniami. Gdy prędkości elektronów rosły, promienie pierścieni malały. Odpowiada to (p. wyżej) zmniejszeniu długości fal fazowych, które okazało się zgodnem z równ. (18). To samo zjawisko obserwował następnie G. P. Thomson na blaszkach *złota, glinu i platyny*. Równanie (18), t. j. zależność λ od prędkości u elektronów, sprawdza się przytem z dużą dokładnością. Szczególnie ważnym i przekonywującym jest fakt następujący. Wiemy, że siły magnetyczne odchylają biegnące elektrony. G. P. Thomson umieścił swój przyrząd w *polu magnetycznem*, przyczem okazało się, *że cały obraz dyfrakcyjny przesuwał się w bok*. Jest więc rzeczą jasną, że jest on powodowany właśnie przez elektrony nierozerwalnie związane z falą fazową, która sama tylko może *bezpośrednio* ulegać dyfrakcji.

E. Rupp wykonywał doświadczenia z cienkiemi blaszkami glinu, srebra, złota, niklu, ołowiu, chromu, cyny i cynku, otrzymując przytem również pierścienie dyfrakcyjne, których promienie w zupełności odpowiadały teorji de Broglie'a. Uczeni japońscy Nishikava i Ki-

---

[1]) W Polsce piękną pracę, dotyczącą dyfrakcji elektronów, wykonał w r. 1928 prof. dr. S. Szczeniowski. (Przyp. tłum.)

kuchi przepuszczali strumień elektronów przez wąską szczelinę na cienką płytkę *miki* i otrzymali złożoną figurę dyfrakcyjną, składającą się z sieci trójkątów. Rupp zwraca uwagę, że doświadczenia te umożliwią badanie budowy kryształów zapomocą strumieni elektronów, zastępujących promienie röntgenowskie. Zostało to potwierdzone dzięki doświadczeniom całego szeregu uczonych, którzy zapomocą *promieni katodowych* wyznaczyli stałą siatki dla metali i znaleźli liczby zgodne z wynikami, które dają promienie röntgenowskie. Następnie Rupp (listopad, 1928 r.) zdołał zaobserwować dyfrakcję elektronów na zwykłej *powierzchni odbiciowej siatki dyfrakcyjnej*. Stosował on siatkę metalową o 1300 rysach na jednym *centymetrze*. Prędkość elektronów w woltach (rozdz. V, § 1) równała się 70, 150 i 310 wolt, co zgodnie z równ. 11 a) odpowiada towarzyszącym falom fazowym o 1,5 Å, 1 Å i 0,66 Å, t. j. długości fali promieni röntgenowskich. Rupp otrzymał wyraźne pasma dyfrakcyjne dokładnie w miejscach, gdzie powstałyby one dla promieni wskazanej długości fali. Pasma te jednak były wywoływane przez elektrony, co bezpośrednio można było udowodnić przez działanie pola magnetycznego. Doświadczenia analogiczne wykonywał B. L. Worsnop w 1929 r. Prędkość elektronów nie przekraczała 85 wolt; tworzyły one kąt 1^0 z powierzchnią siatki. Autor zauważył pasma dyfrakcyjne, nie podaje jednak jeszcze długości fal fazowych.

W chwili obecnej liczba prac, dotyczących dyfrakcji elektronów jest bardzo wielka. Dotyczą one przeważnie dyfrakcji w cienkich warstewkach najrozmaitszych ciał. Wybitnie nowych wyników nie otrzymano, to też możemy się na nich nie zatrzymywać. Wymienimy jeszcze tylko jedną godną uwagi pracę E. Ruppa, ogłoszoną w 1929 r.; świadczy ona, że promienie elektronowe wykazują nietylko dyfrakcję, lecz i inne zjawiska energji promienistej (np. światła), co znowu może być wytłumaczone tylko przez owe towarzyszące elektronowi fale fazowe, które go „prowadzą". Wiadomo z optyki, że promienie szczególnie silnie przez dane ciało pochłaniane, t. j. rozpraszane przedewszystkiem wewnątrz ciała (selektywnie, t. j. pochłanianie drogą wyboru), również najsilniej (selektywnie) się odbijają. Rupp wykrył, że *to samo dotyczy i elektronów powolnych*, których prędkość wynosi od 4 do 40 wolt (rozdz. V, § 1), przy ich przejściu i odbiciu od najcieńszych błonek metalowych (grubości koło jednej miljonowej milimetra). Wybór dotyczy tu *prędkości* elektronów, od której zależy długość fali drgania fazowego, p. (11). Elektrony, ulegające najsilniejszemu rozproszeniu wewnątrz metalu, również najsilniej się odbijają.

Zjawisko Ramsauera. Rozpatrzymy jeszcze jedną bardzo interesującą zdobycz mikromechiniki. Należy ona właściwie do trzeciej grupy, ponieważ sprawa sprowadza się do wytłumaczenia oddawna znanego zjawiska; przenieśliśmy ją tutaj ze względu na to, że tłumaczy się ono dyfrakcją elektronów. Mowa *o rozpraszaniu elektronów powolnych przy ich przejściu przez gazy jednoatomowe.* Atom obojętny działa na przelatujący elektron nawet w bardzo bliskiej odległości tylko bardzo słabemi siłami. Rozproszenie, t. j. odchylenie elektronu z jego drogi, odbywa się przeważnie wtedy, gdy *elektron przechodzi przez atom.* Należało się spodziewać, że bardzo szybkie elektrony zostają odchylone tylko dzięki silnie działającemu na nich jądru atomowemu, natomiast elektrony powolne muszą ulegać działaniu elektronów, które jądro otaczają. Tak więc, oczekiwano, że *rozproszenie elektronów musi być tem większe, im mniejsza jest ich prędkość.* Uczony niemiecki C. Ramsauer, badając rozproszenie elektronów powolnych przez gazy szlachetne, argon, krypton i ksenon, wykrył w 1923 r. nowe zjawisko, które wprawiło w zdumienie świat naukowy. Później zjawisko to było wykryte również i w innych gazach. Ramsauer stwierdził mianowicie, że przy zmniejszaniu prędkości elektronów rozproszenie ich istotnie szybko rośnie, lecz dla pewnej określonej prędkości osiąga wyraźne maksimum, a *przy dalszem zmniejszaniu prędkości szybko maleje.* Dla bardzo powolnych elektronów atomy są jakgdyby „przezroczyste", przechodzą one przez atom, nie doznając żadnego odchylenia. Tego zagadkowego zjawiska nie można było podówczas wytłumaczyć. W chwili obecnej tłumaczy się ono w sposób następujący: długość fali fazowej zależy od prędkości elektronu, p. (11); maksimum rozproszenia odbywa się dla takiej prędkości, przy której długość fali dokładnie odpowiada przypadkowi największej dyfrakcji fal fazowych. Przy dalszem zmniejszaniu prędkości długość fali rośnie, dyfrakcja maleje, a razem z nią i rozproszenie elektronów.

Dalej jeszcze poszli A. Ellett i H. A. Zahl, którzy stwierdzili w 1929 r., że strumień *atomów kadmu,* padający na powierzchnię kryształu soli kamiennej lub sylwinu (chlorku potasu) nietylko rozprasza się we wszystkich kierunkach, lecz częściowo odbija się regularnie, t. j. zgodnie z prawami odbicia światła, co prawdopodobnie również sprowadza się do fali fazowej, która towarzyszy atomowi kadmu.

Zakończenie. W ostatnich pięciu paragrafach czytelnicy znaleźli potwierdzenie charakterystyki mechaniki falowej, która dana była w § 5. Jesteśmy w początkach powstawania nowej teorji, która chociaż osło-

nięta jeszcze gęstą mgłą, dała już jednak podziwu godne wyniki. Od jej dalszego rozwoju i wyjaśnienia można się spodziewać wielkiego postępu naukowego i zasadniczej zmiany naszego światopoglądu.

SKOROWIDZ

Absorbcja gazów 206.
— promieni 219.
Adsorbcja gazów 205.
Aktyn 242.
Aktywna cząstka 90.
Aktywność 265.
Alfa cząstki 88, 238, 303.
Alkaliczne metale 15.
Amper (jedn. natęż. pradu) 24.
Amplituda drgań 181.
Analiza widmowa 174.
Angström (jedn. długości) 34.
Anormalna dyspersja w promieniach röntgenowskich 164.
Anomalne zjawisko Zeemana 290.
Antikatoda 124.
Antistokesowskie prążki 225.
Aphelium 103.
Argon 6.
Astrofizyka 18.
Astronomja 207.
Asymetryczna budowa 232.
Atom 5, 229, 352.
— energji promienistej 177.
— i teorja kwantów 46.
— jednoelektronowy 97, 109.
— obojętny 64.
— wodoru 174.
— zjonizowany 72.
Atomowa objętość 18.
Atomowy ciężar 7.
— numer 11.
Atomu budowa 4, 61, 63, 75, 84.
— budowy teorja Bohra 63.
— energja 10, 103, 221, 344.
— jednoelektronowego energja 77.
— liczba porządkowa 11.
— model 62.
— przeciętna długość drogi 221.
— ruch drgający 114.
— stan dozwolony 71.
— — metatrwały 120.
— — normalny 71.
— — obojętny 63.
— — równowagi 72.
— — ustalony 363.
— — wzbudzony 71.
Badanie źródeł o małem natężeniu światła 208.
Barwiona sól kamienna 211.
Beta cząstki prędkość 238.
— — tor 303.
Biegun magnesu 86.
Blask prążka widmowego 99, 332.
Bolometr 39.
Browna ruchy 19.
Budowa atomów 61.
— cząsteczek 79.
— jądra atomowego 93, 95.
— kryształów 4, 152.
— warstw elektronowych 80, 317.
— widm 49.

Centr bezwładności 67.
— emisji 43.
— pochłaniania 43.
Charakterystyczne promieniowanie röntgenowskie 125, 126, 133.
Chemiczna reakcja 30, 111.
Chemiczne powinowactwo 229, 230.
— reakcje 29.
— własności izotopów 241.
— zmiany pod wpływem energji promienistej 209.
Chemja 4, 61, 229.
Chlorowce 15.
Chlorowców powinowactwo elektronowe 236.
„Chmura elektronów", otaczających jądro 109, 110, 360.
Ciała doskonale chłonące (doskonale czarne) 39.
Ciała doskonale chłonące sztuczne 41.
— elementarne 5.
— nieprzezroczyste 60.
Ciekłe powietrze 274.
Ciekły hel 274.
— wodór 274.
Ciemna przestrzeń koło katody 300.
Cieplna energja 113.
Cieplne oddziaływanie promieni gamma 260, 261.
Cieplny efekt reakcyj chemicznych 235.
— ruch 19.

Ciepło Joule'a 313.
— właściwe atomowe 313.
— — gazów 113.
Ciężar 34.
— atomowy 7, 239, 243.
— — i budowa jądra 64, 88, 255.
— — izotopów 245, 253.
— ciała 28.
— cząsteczkowy 8.
— jądra atomowego 63.
— tablicowy 9.
Ciężaru atomowego zależność od liczby porządkowej 16.
Ciężaru atomowego zmiana przy rozpadzie promieniotwórczym 239.
Ciśnienie gazu 309.
Coronium 123.
Curie, jednostka ilości emanacji radu 260.
Czas 345.
— przebiegu elektronu 221.
— przebywania elektronu 361.
— — — w stanie metatrwałym 120.
— — — w stanie wzbudzonym 120.
— relaksacji 283.
— — w temperaturach bardzo niskich 283, 285
— światowy 339.
— trwania elektronu 221.
Czasu względność 331, 340.
Cząsteczki 5, 158, 229.
— budowa 113.
— ciężar 8.
— dwuatomowe 7, 48, 113, 232.
— heteropolarne 6.
— homeopolarne 6.
— utworzenie 230.
— widmo 113.
— wieloatomowe 232.
Cząsteczkowa fizyka 3.
— teorja 19.
Cząsteczkowy ciężar 8.
Cząstek wzajemne rozmieszczenie 96.
Cząstka aktywna 90.
— alfa 88, 238.
— — wyrzucana przez jądra atomów promieniotwórcz. (teorja Gamowa) 363.
— — jej zasięg 90.
— beta 238, 303.
Cząstki alfa masa 88.
— — prędkość 88, 239.
— beta prędkość 239.
— światła 176.
Czerwona granica promieni wywołujących zjawisko fotoelektryczne 203.
Częstość drgań 33, 108, 119.
— na krawędziach pasm pochłania nia promieni röntgenowsk. 205.
— prążkow widmowych 108.
— promieni kosmicznych 269.
— promieniowania 73, 100, 344.
Czołowego prążka blask 100.
— — pochodzenie 51.

Deformacja elektronu 26.
Detektor 3.
Diagramy Laue'go 156.
Dielektryki 308, 315.
Długość fali 33, 34, 133.
— — promieni gamma 239, 258.
— — — kosmicznych 271.
— — — röntgenowskich 129, 160, 161.
Dodatnia elektryczność 22.
Doświadczalne badanie zjawiska Comptona 186.
Doświadczenia Davissona i Germera nad dyfrakcją elektronów 367.
Doświadczenia Laue'go 154.
— Millikana nad pochłanianiem promieni kosmicznych 268.
— Mysowskiego i Tuwima nad pochłanianiem promieni kosmicznych 269.
— Richardsona 321.
— G. P. Thomsona nad dyfrakcją elektronów 368.
Dozwolona orbita elektronu w atomie 68, 69.
Dozwolony stan atomu 69.
Drgający ruch atomów 114.
Drgań częstość 33.
Drgania fazowe jest w rezonansie z orbitą 356.
Droga mleczna 272.
— swobodna cząsteczki 21, 310.
Drogi przeciętna długość 21.
Drugi postulat Bohra 69.
Dublety (dwójki) w widmie röntgenowskiem 138.
Dwójki (dublety) 49, 331.
Dwójkowe serje 49, 107.
Dwuatomowa cząsteczka 7, 48, 113, 332.
Dwuatomowy gaz 6.
Dyfrakcja elektronów 343.
— światła 103, 153, 324, 325.
Dyfrakcyjna siatka 33, 153, 367.
— — odbiciowa 369.
Dyfrakcyjne odbicie 157.
— pierścienie 368.
— rozproszenie 367.
Dyfuzja 191.

Dysocjacja cząsteczki 53, 168, 225.
— elektrolityczna 307.
— przy uderzeniach elektronów 168
— przy zderzeniach drugiego rodzaju 221.
Dyspersja anomalna 164.
— promieni 334.

Efekt Comptona, p. Zjawisko Comptona.
— fotoelektryczny, p. zjawisko fotoelektr.
Ekatantal 243.
Elektrobodźcza siła 283.
Elektrododatni pierwiastek 203, 231.
Elektrolity 60, 306.
Elektroliza 61, 306.
Elektromagnetyczna jednostka elektr. 24.
— teorja światła 33.
Elektromagnetyczny impuls 258, 261.
Elektron 23, 352.
Elektron jest w rezonansie z orbitą 356.
Elektronowe pierścienie 78.
Elektronowy gaz 309.
Elektronowych warstw związek z okresami układu Mendelejewa 82.
Elektronów powolnych rozproszenie 370.
— rozmieszczenie w atomie 230.
— rozproszenie 184.
— ruch 114.
— walencyjnych liczba ogólna 81.
— warstwy 79, 239.
— — zewnętrzne 79, 107.
— załamanie 368.
Elektronu budowa 25.
— ładunek 24.
— — jego gęstość 359.
— masa 24, 180.
— orbita dozwolona 76.
— prędkość na orbicie dozw. 76.
— promień orbity 76.
— spadek 72.
— stan dynamiczny 344.
— walencyjnego rola przy zjawisku fotoelektrycznem 203.
— walencyjnego rola przy związkach chemicznych 81, 111.
— walencyjnego spadanie 81.
— wymiar 25.
— zatarcie granic 359.
Elektrony powolne 165.
— rozproszone 187.
— swobodne 94, 309, 312, 314.
— — na słońcu 295.
— uwięzione 94.
— walencyjne (wartościowe) 81, 84, 108, 110, 166.
— wewnątrzjądrowe 64.
Elektrony wewnętrzne 64.
— zewnętrzne (planetarne) 64, 75.
Elektrostatyczna jednostka 24.
Elektroujemny pierwiastek 203, 229.
Elektryczna teorja powinowactwa chemicznego 229.
Elektryczne przewodnictwo 18, 278.
— — kryształów 209.
— — metali w temperaturach niżej 5° bezwzgl. 278.
Elektryczność 22.
Elektryczny opór 278.
— prąd otaczający plamę słoneczną 296.
Elektryzacja dodatnia 22.
— ujemna 22.
Elementarne magnesy Ampére'a 86.
Eliptyczna orbita elektronu w atomie 67, 101, 330.
Emanacja 6, 242.
— toru 242.
Emisja elektronów, mechanizm 326.
— — przez ciała rozgrzane 323.
— — przez ciała zimne 326.
— jonów przez warstwy rozgrzane 320.
— promieni röntgenowskich 129.
— punktowa (igłowa) 178.
Energetyczne poziomy 84.
Energja 26, 345.
— atomu 10, 103, 221, 344.
— — dopuszczalna 107.
— — jednoelektronowego 77.
— — wewnętrzna 72.
— cząsteczki dwuatomowej 224.
— fotoelektronu 203, 258.
— kinetyczna 27.
— kwantu 189.
— międzyatomowa 223.
— potencjalna 27.
— promienista 30.
— ruchu obrotowego cząsteczki 219.
— ruchów wewnątrzcząsteczkowych 219.
— strumienia energji promienistej 200.
— wewnątrzatomowa 20.
Energji przeróbka 215.
— rozkład 38.
Erg 27.

Fal „paczka" 352, 358.
Fala fazowa 334, 352.
— — prowadzi cząsteczkę materjalną 352.
Fale Hertza 35, 264.
Fale towarzyszące cząsteczkom 351.

Fali długość 33.
Fali fazowej prędkość 324, 354.
Falowa mechanika 328, 329, 352.
— teorja światła 178, 257, 258.
Faza ruchu drgającego 333.
Fizyka 61.
— cząsteczkowa 3.
— niskich temperatur 3, 274.
— statystyczna 338.
— temperatur „helu" 274.
Florencjum 15.
Fluorescencja 59, 183, 213.
— ciał ciekłych 226.
— — stałych 226.
— pochodna 221.
Fluorescencji czas trwania 227.
Formuła p. wzór.
Fosforescencja 59, 212.
— ciał ciekłych 226.
— — stałych 226.
Fosforescencji czas trwania 227.
Fosforyzujące ciała 207.
Fotochemiczne prawo Einsteina 234.
— zjawiska 179, 209.
— — pierwotne 234, 236.
— — wtórne 236.
Fotochemja 233.
— teoretyczna 234.
Fotoelektrony 108, 303.
Fotoelektronów energja 204.
— prędkość 204.
Fotoelektryczna fotometrja 206.
Fotoelektryczne oddziaływanie promieni gamma 258.
— oddziaływanie promieni nadfiołkowych 205.
— oddziaływanie promieni widzialnych 205.
— oddziaływanie tward. promieni röntgenowsk. 205.
— zjawisko 62, 146, 179, 189, 199, 227, 239.
— zjawisko normalne (3 prawa) 199.
— zjawisko selektywne 198, 206.
— zjawisko wewnętrzne 202, 208, 209.
— zjawisko zewnętrzne 202, 211.
Fotoelektryczność 198.
Fotoelektryczny prąd 207.
Fotografja 233.
Fotografowanie torów cząstek alfa i beta 302.
Fotoluminescencja 47, 179, 202, 214, 257.
— ciał stałych 214, 226, 227.
Fotoluminescencja cieczy 214, 226, 227.
— cząsteczek 221.
— gazów 214, 216.
Fotometr fotoelektryczny 206.
Fotometrja fotoelektryczna 206.
Fotony 177, 352.

Galaktyczne mgławice 116.
Gamma promieni powstawanie 239.
Gauss, jednostka natężenia pola magnet. 281.
Gaz elektronowy 309, 315.
— okludowany 205.
Gazów rola w zjawisku fotoelektrycznym 205.
— szlachetnych budowa warstw elektronowych 82, 231.
Gazy dwuatomowe 6.
— jednoatomowe 6, 9, 48, 219.
— szlachetne (nieczynne) 6, 16, 231
— trwałe 273.
— wieloatomowe 7.
Generator drgań elektrycznych 3.
Geometryczna optyka 334.
Gęstość ładunku elektronu 359.
Główna serja 109.
— — wodoru 50.
Gram 28.
— -atom 9.
— -cząsteczka 9.
— -magneton 87.
Granica serji 50.
Graniczne natężenie prądu 280.
Grawitacyjna masa 28.
Grupa K promieni röntgenowskich 126, 131, 137.
— L promieni röntgenowskich 126, 132, 137.
— M promieni röntgenowskich 126, 133, 137.
— N promieni röntgenowskich 126, 133, 137.
Gwiazdy młode 272.
— zmienne 207.

Harmoniczny ruch drgający atomów 114.
Hafn 17.
Hel 6, 273.
— ciekły 275.
— stały 277.
„Helowe" temperatury 274.
Helu budowa atomu 82.
— — jądra 64.
— widmo 54.
— zjonizowanego widmo 98.
Heteropolarne cząsteczki 6, 229, 231.

Heteropolarnej cząsteczki teorja elektronowa powinowactwa 232.
— — widmo 116.
Hipoteza 343.
Homeopolarne cząsteczki 6, 229, 231.
Homeopolarnej cząsteczki teorja elektronowa powinowactwa 231.
— — widmo 116.

„Igłowa" emisja 178.
Illinium 15.
Ilość magnetyzmu 86.
— ruchu 354.
Impuls elektromagnetyczny 258, 261.
Indu nadprzewodnictwo 285.
Interferencja promieni gamma 258, 262.
— światła 152, 257.
Izobary 252, 241.
Izotopy 8, 55, 64, 89, 245.
— niepromieniotwórcze 245.
— promieniotwórcze 239, 240.
Izotopów ciężary atomowe 8.
— widma 249, 253.
— wykaz 251.
— wykrywanie metodą promieni kanalikowych 248.
— — spektrografem masowym Astona 249.

Jądro atomowe 91.
— — azotu 91.
— — wodoru jest protonem 64.
— — helu to cząstka alfa 64.
— — nieruchome 77.
— — pierwiastków promieniotwórczych 239.
Jądra atomowego budowa 93, 255.
— — ciężar równy jest ciężarowi atomowemu pierwiastka 63.
— — rozbicie 89.
— — skład 94.
Jednoatomowy gaz 6, 9, 48, 219.
Jednoczesność zdarzeń 339.
Jednoelektronowy atom 97, 107, 109.
Jednostka elektryczności elektromagnetyczna 24.
— — elektrostatyczna 24.
— energji 26, 29.
— ilości magnetyzmu 86.
— momentu magnetycznego 86.
— pracy 26, 29.
Jonium 257.

Jonizacja 55, 72, 109, 165, 227.
— atmosfery 266, 267.
— atomów 61, 172.
— dodatnia 72, 81.
— gazow 61, 172.
— pow wpływem energji promienistej 211.
— podwójna helu 174.
— pojedyńcza, podwójna etc. 75, 109.
— przez uderzenia cząstek alfa 175.
— przez zderzenia z elektronami 165.
— przy fotoluminescencji 302.
— ujemna 73, 81.
Jonizacji podwójnej wpływ na widmo 109.
Jonizacji rola przy utworzeniu cząsteczek 232.
Jonizacyjna kamera 157.
Jonizacyjny potencjał 166.
Jonizacyjnego potencjału metoda Franka i Hertza 169.
Jonizacyjn~ ~otencjał 166.
Joul, jedn. pracy 27.

Kalorja mała 27.
— wielka 27.
Kamiennej soli budowa kryształów 159.
Kanalikowe (kanałowe) promienie 247.
Katoda Wehnelta 324.
Katodowe promienie 124.
Kilogramometr 26.
Kinetyczna energja 27.
— teorja 19.
— — gazów 337.
Kolumny układu Mendelejewa 10, 15, 57.
Kondensacja pary 315.
Korona słoneczna 123.
Korpuskularna teorja światła 257.
Kosmiczne promienie 37, 263.
Kosmogoniczne zagadnienia 31.
Kryogeniczne zakłady 274.
Kryostat 284.
Krypton 6.
Kryptonu miejsce w układzie perjodycznym 82.
— temperatura krytyczna 273.
Krystalografja 154, 157, 158.
Kryształów budowa 152.
Kryształy pojedyncze 311.
— przejście przez nich promieni röntgenowskich 152, 158.
Krytyczna temperatura 273.

Krytycznego potencjału wyznaczenie według długości fali prążków widmowych 171.
Krytyczny potencjał 166.
Ksenon 6.
Ksenonu miejsce w układzie perjodycznym 82.
— temperatura krytyczna 273.
Kwant działania 45.
— energji promienistej 45, 177.
— promienia röntgenowskiego 180, 176, 188.
— światła 352, 356.
Kwantowa liczba 105.
Kwantowa mechanika 329.
— teorja światła 177, 215, 257, 261.
— — zjawiska fotoelektrycznego 200.
Kwantowe warunki 105.
Kwantu masa 180.
— wielkość 44.
Kwanty 42, 43, 45.
Kwarcowa lampa rtęciowa 192.

Laboratorjum niskich temperatur (kryogeniczne) 274.
Lampa katodowa 3, 321, 325.
— rtęciowa kwarcowa 192.
Lantan 17.
Lepkość cieczy 22.
Liczba Avogadry 9, 162.
— elektronów w atomie 230.
— kwantowa 105.
— powinowactw 230.
— porządkowa atomu 11, 239.
— Rydberga 50.
— swobodnych elektronów w jądrze 94.
— swobodnych protonów w jądrze 94.
Liczby kwantowe połówkowe 330, 362.
Licznik impulsów elektromagnetycznych 261.
Luminescencja 59.
Lux, jedn. natężenia światła 207.

Ładunek elektronu 24, 63.

Macierze 362.
Macierzy rachunek 362.
Magnesu bieguny 86.
— oś 86.
Magnesy elementarne Ampére'a 86.
Magneton 99.
— Bohra 87,88.
— Weissa 86, 88.
Magnetonu moment magnetyczny 87.
Magnetyczne pole na powierzchni słońca 295.
Magnetycznego momentu jednostka 86.
Magnetyczny moment 86.
Magnetyzm południowy i północny 86.
Magnetyzmu jednostka 86.
Makrofizyka 336, 341, 347.
Mała kalorja 27.
Masa 34.
— bezwładna 28.
— ciał 27.
— cząstki alfa 88.
— elektronu 24, 180.
— energji 29.
— grawitacyjna 28.
— kwantu 180.
— protonu 26.
— w spoczynku 30.
Masowy spektrograf Astona 249.
Masurium 15.
Masy elektronu zależność od prędkości 104.
— równoważność z energją 30.
— zmienność wraz prędkością 31, 342.
Materja elementarna 5.
— nieuorganizowana 2.
— złożona 5.
Maximum działania promieni kosmicznych 271.
— emisji elektronów 206.
— energji 40.
— selektywnego zjawiska fotoelektrycznego 206.
Mechanika falowa (undulacyjna) 328, 329, 352, 353.
— kwantowa 329, 361.
Mechanizm wzbudzenia atomów w mgławicach 122.
Megaerg 27.
Metale alkaliczne (zasadowe) 15, 82, 198, 206.
— — widmo 57.
— — zjawisko fotoelekt. 203.
— jednokrystaliczne 311.
— ziem alkalicznych 15.
Metali ziem alkalicznych tlenki 324.
— — — widmo 57.
Metatrwały stan atomu 120.
Meteoryty 95, 252.
Metoda Braggów analizy kryształów zapomocą promieni röntgenowskich 156, 254.
— dyfuzji wzbogacenia pierwiastka przez jeden z jego izotopów 254.
— odparowywania 254.
— promieni kanalikowych (w zja-

wisku Starka) 297.
Metoda statystyczna w fizyce 325.
— świecenia katodowego 297.
Mgła 302.
Mgławic widmo 118.
— — emisyjne 118.
Mgławice 116.
— galaktyczne, pozagalaktyczne 116.
— nieregularne (rozproszone) 117.
— planetarne 117.
Mianownik Runge'go 292.
Miara natężenia światła 207.
Mieszanina wybuchowa 244.
Międzyplanetarne przestrzenie 263.
Miękkie promienie Röntgena 125.
Mikrofizyka 330, 336, 342.
Mikromechanika 329, 341, 342.
Mikron 34.
Mikroskopów dyfrakcyjna teorja Abbe'go 335.
Model atomu 62.
— — Bohra 63, 344.
— — dynamiczny 344.
— — helu 310.
— — Kelvina 62.
— — Rutherforda 62.
— — J. J. Thomsona 62.
— — Van der Broeck'a 62.
Monochromatyczne promienie Röntgena 205.
Mostek Wheatstona 39.
Multiplety 49, 331.

Nadbudowa warstwy elektronów 80, 317.
Nadfiołkowa serja wodoru 100.
Nadfiołkowe widmo 36.
Nadprzewodnictwo 275, 279.
Nadprzewodnik 279.
Nadprzewodników miejsce w układzie perjodycznym 286.
Natężenie energji promienistej 181.
— pola magnetycznego 281.
— — — w plamach słonecznych 286.
— prążka widmowego 47, 99.
— światła 181.
— względne prążków promieni Röntgena 128.
Nebulium 118.
Neon 6.
Neonu izotopja 248.
— miejsce w układzie perjodycznym 82.
— temperatura krytyczna 273.
Niedozwolone przejście elektronu z orbity na orbitę 120.
Niekaloryczne promieniowanie 212.
Nieprzewodniki elektryczności 205.
Nieprzezroczyste ciała 60.
Niespolaryzowany promień 288.
Nietrwałe związki 48.
Niska temperatura 3, 274.
Niton 242.
Normalna orbita 174, 217.
Normalne widmo 55.
— zjawisko fotoelektryczne 199, 205.
— — Zeemana 290.
Normalny stan atomu 71, 111.

Objętościowe świecenie 218.
Obojętny atom 64, 71.
Obracający się elektron 25.
Obrotowy ruch 20.
— — cząsteczek 113.
Obserwowalność zasadnicza 343.
Odbiorniki selenowe 208.
Odchylenie elektronów przez siły magnet. 205.
Oddziaływanie niemechaniczne 331.
— pola elektr. na promieniowanie ciał 286.
— — magnet. na promieniowanie ciał 295.
Odmiany pierwiastków 241.
Odwrotne zjawisko Starka 301.
— — Zeemana 290.
Odwrócenie prążków widmowych 217.
Okluzja gazów 205.
Okres półtrwania pierwiastków promieniotworczych 242.
— zmian natężenia promieni kosmicznych 271.
Okresy trwania ciał promieniotwórczych 242.
— układu perjodycznego Mendelejewa 10, 82.
Oktawa 35.
Opór elektryczny 278.
— metali w polu magnet. 282.
Optyka falowa 334.
— fizyczna 334.
— geometryczna 334.
— mikrofizyczna 357.
— elektronowe 75, 226.
— — ugrupowanie w atomie 79.
— — zmiana kształtu 231.
Orbity dozwolone (możliwe) 68, 102, 356.
— dozwolonej promień 76.
— elektronowe 75, 226.
— — kołowe 67, 101.
— — ugrupowanie w atomie 79.
— — zmiana kształtu 231.

Orbity eliptyczne 67, 101.
Ortohel 55, 79, 365.
Ortowodór 365.
Osie magnetyczne elektronu 317.
— magnesu 86.
Ośrodek promieniowania 43.

„Paczka" fal 352, 358.
— — a energja 358.
Pallad 95.
Para bromu 227.
— metali 6, 219.
— rtęci 170, 219.
Parabola J. J. Thomsona 248.
Parahel 55, 79, 365.
Parawodór 365.
Paschena-Backa zjawisko 295.
Pasma cyanowe 58.
Pasmowe widmo 38, 47, 58.
— — badania doświadczalne 116.
— — fotoluminescencji 223, 225.
— — helu 54.
— — prawidłowość jego budowy 58.
— — wpływ izotopji 253.
— — wysyłają tylko cząsteczki 47, 58.
— — związek z ciepłem właściwem 113.
Perjodyczne własności pierwiastków 12, 15, 18.
Perjodyczny układ pierwiastków 13.
Pęd cząsteczki 354.
Pęk promieni 152.
Perihelium 103.
Pierwiastki 5.
— elektrododatnie 203, 231.
— elektroujemne 203, 229.
— promieniotwórcze 18.
— ultrapromieniotwórcze 272.
Pierwotne promienie Röntgena 127.
— reakcje fotochemiczne 236.
Pierwszy postulat Bohra 67, 69.
Plamy słoneczne 295.
— — pole magnet. na nich 300.
Planetarne elektrony 64, 72.
— mgławice 117.
Płaszczyzny siatkowe kryształu 154.
Plejada 8, 241.
Pochłanianie promieni gamma 262.
— — kosmicznych 267, 270.
— — Röntgena 146.
— ujemne 190.
Pochodna 355.
Podczerwona część widma 35, 190.
Podgrupy warstw elektronowych 80.
Podkolumny układu Mendelejewa 12, 15.
Podłużne zjawisko Starka 298.
— — Zeemana 289.
Pojedyńcza serja 49.
Pola skrzyżowane 331.
Polaryzacja światła 288, 344.
— — kołowa 288.
Pole elektryczne 167, 173.
— — nierównomierne 300.
— — wyciąga elektrony z przewodnika 326.
— magnetyczne graniczne 282.
— zwalniające 169.
Położenie ostrej granicy widma ciągłego promieni röntgen. nie zależy od materjału antikatody 141.
Pompa pneumatyczna 2.
— rtęciowa 3.
— tłokowa 2.
Poprzeczne zjawisko Starka 297, 298.
— — Zeemana 289.
Porządkowa liczba (numer) 11, 63.
— — jej zmiana przy rozpadzie promieniotwórczym 239.
Postulat aksjomatyczny 350.
— Bohra, pierwszy 69.
— — drugi 69.
— — trzeci 74.
— Schrödingera 359.
Postulaty Bohra 67, 330.
Potencjalna energja 27.
Potencjał jonizacyjny 69, 166, 214.
— krytyczny 166, 171, 214.
— radjacyjny 170.
— rezonancyjny 166, 171, 214, 217.
Powierzchniowe świecenie 218.
Powietrze zawarte w glebie 264.
— przy normalnem ciśnieniu 337
Powinowactwo chemiczne 229.
— — teorja elektryczna 229.
— elektronowe 236.
— — jego miara 236.
Powstawanie cząsteczek 230.
— dwójek (dubletów) w widmie sodu 294.
— — w widmie röntgen. 138, 139.
— nowych prążków w zjawisku Ramana 194.
— prążków seryjnych 108.
— promieni kosmicznych 271, 272.
— satelitów prążków widmowych 102.

Powstawanie seryj widmowych 99.
— widma ciągłego promieni röntgen. 140.
Pozagalaktyczne mgławice 117.
Pozakatodowe promienie 247.
Poziom energetyczny jest scharakteryzowany wyrazem widmowym 144.
Poziomy energetyczne 84, 167.
— — promieni röntgen. 85, 136, 142.
Półprzewodniki 308.
Praca 26.
— chemiczna dysocjacji 221.
— dysocjacji cząsteczek 221.
— podniesienia elektronu z warstwy poza obręb atomu 111.
— wyrywania elektronu z atomu 203, 258.
Prawa fizyki 335, 347.
— makrofizyki 342.
— ruchów Browna 22.
— zjawiska fotoelektrycznego normalnego 199.
Prawdopodobieństwo 308, 347.
— a teorja matematyczna 349.
— przejścia elektronu 338.
Prawo Coulomba 67, 76, 86.
— Dulonga i Petit 313.
— Einsteina dla zjawiska fotoelektr. 200.
— emisji ciała doskonale chłon. 42.
— fotochemiczne Einsteina 234.
— Keplera 68.
— Kirchhoffa 59, 112, 189.
— — nie dotyczy luminescencji 59.
— Moseley'a 128.
— następczości widm Rydberga i Sommerfelda 56.
— Newtona 67.
— Ohma 312.
— przesunięć dla rozpadu promieniotwórczego 239.
— — Sommerfelda i Kossela 57, 109.
— — Wiena 39, 141.
— rozkładu prędkości Maxwella 310.
— statystyczne 338, 348.
— Stefana 142.
— Stefana-Boltzmanna 40.
— Stokes'a 127, 183, 212, 215.
— — odchylenia od tego prawa 223.
— Wiedemanna i Franza 308, 313.
— zachowania energji, p. zasada.
— — materji, p. zasada.
Prąd fotoelektryczny 207.
— termojonowy 321.
Prążek czołowy 49, 99.
— towarzyszący (satelity) 101.
Prążki antistokesowskie 225.
— wzbronione 121.
— zasadnicze w zjawisku Ramana
Prążkowe widma, odpowiadające różnym stanom jonizacji 55.
— — wysyłają tylko atomy 47.
Prążkowe widmo 38, 44.
— — helu 54.
— — izotopów 253.
— — jego powstawanie 47, 97.
— — promieni röntgen. 126.
— — wpływ nań pola magnet. 49, 287.
Prążkowo-pasmowe widmo 224.
Prążków rozszerzenie w widmie luminescencji 220.
— serje 49.
— subtelna budowa 101.
— złożona budowa 101.
Prędkość cząsteczki dodatniej 247.
— cząstek alfa 238.
— — beta 238.
— elektronów 32.
— — na orbitach dozwol. 77, 103.
— — wylatujących z powierzchni ciał rozgrzanych 323.
— fali fazowej 324.
— fotoelektronów 199, 201.
— grupowa 324.
— promieni kanalikowych 247.
— przeciętna 323.
— światła 29, 31, 32, 33.
— termoelektronów 323.
Promienie alfa 133, 238, 257, 260.
— beta 238, 257, 261.
— dodatnie 247.
— gamma 36, 164, 239, 256.
— — długość fali 239, 258.
— — działanie cieplne 260.
— — — fotoelektryczne 258.
— — interferencja 258.
— — pochłanianie 263.
— — rozpraszanie 262.
— — widmo 259.
— Hertza, p. fale Hertza
— K 131.
— kanałowe (kanalikowe, pozakatodowe) 247.
— katodowe 124, 369.
— kosmiczne (Hessa) 36, 45, 60, 164, 263.
— — długość fali 267, 271.
— — ich niejednorodność 269.
— — kwant działania 45.

Promienie kosm., pochłanianie 267, 270.
— — powstawanie 271.
— — wahania natęż. w ciągu doby 271.
— L 132.
— Lymana 264.
— M 133.
— Millikana 263, 264.
— N 133.
— niespolaryzowane 288.
— optyki geometrycznej 357.
— podczerwone 213.
— Röntgena 11, 36, 59, 60, 124, 149, 183, 203.
— — całkowite odbicie wewn. 163.
— — charakterystyczne 133, 134, 135.
— — długość fali 129, 130, 135.
— — dyfrakcja 156.
— — działanie na cząsteczki gazu 304.
— — grupy K, L, M i N 131, 132, 133.
— — interferencja 155.
— — pierwotne 127.
— — pochłanianie 146.
— — powstawanie 129, 131, 134.
— — przejście przez kryształy 335.
— — rozproszenie 182.
— — symbolika 136, 145.
— — systematyka 136.
— — widmo 125, 126, 152.
— — — ciągłe 140.
— — — iskrowe 140.
— — wtórne 127, 150.
— — wzbudzające 127.
— — wzbudzane 127.
— — załamanie 163.
— Schumanna 264.
— spolaryzowane prostolinjowo 288.
— — kołowo 288.
— ultraröntgenowskie (gamma) 265.
Promieniotwórcza rodzina 240.
Promieniotwórcze ciała 238.
— pierwiastki 18, 238.
— wyznaczanie wieku minerałów 244.
— wyzwalanie ciepła 244.
— zjawiska 244.
Promieniotwórczość 238.
— gleby 268.
— potasu i rubidu 244, 250.
Promieniotwórczy rozpad 239, 242.
Promieniowanie charakterystyczne 125.
Promieniowanie ciała doskonale chłonącego (czarnego) 41.
— cieplne (kaloryczne) 59.
— jego źródła 97.
— katodowe wtórne 150.
— niekaloryczne 212.
— rezonancyjne 166.
— widzialne 216.
Promienista energja 30, 33.
Promień orbity elektronu w atomie 77.
Proste zjawisko Zeemana 290.
Prostolinjowa polaryzacja światła 288.
Prostownik prądów zmiennych 3.
Proszek krystaliczny Sidot'a 209.
Protoaktyn 242.
Protony 23, 64, 94, 352.
— swobodne w jądrze 94.
Protonów liczba w jądrze równa się ciężarowi atomowemu 63.
— ładunek 24.
— masa 26.
Przebywania czas 120.
Przeciętna statystyczna 337.
Przeciętny ciężar atomowy 252.
Przejście elektronu z orbity na orbitę 71, 72, 74, 75.
— — wzbronione 120.
— elektryczności przez gazy 47.
— promieni röntgen. przez kryształy 151.
Przemiana energji w materję 31.
— materji w energję 31.
— pierwiastków 66, 239.
— promieni gamma 256.
Przenikliwość promieniowania 256.
Przestrzenna siatka kryształu 154.
Przestrzenny rozkład orbit elektronowych w atomie 79.
Przewodnictwo cieplne 308.
— elektryczne 18, 278.
— — dobre 306.
— — elektronowe 306.
— — metali w temperaturach niskich 278.
— — mieszane 308.
— — powietrza 264, 278, 314.
Przyczynowość 346.
„Przymarzanie" elektronów 315.
Przyrząd Davisa i Gauchera 171, 172.
Przyśpieszenie 28.

Rachunek macierzy 362.
Racjonalne oznaczenia promieni röntgenowskich 137, 144, 145.
Rad 242.
Radiacja 170.

Radiacyjny potencjał 170.
Radiator 43, 46, 73.
Radiatora stan 45.
Radon 6, 242.
Reakcja związków chemicznych 235.
Reakcje chemiczne 29, 111.
— fotochemiczne pierwotne 235.
— — wtórne 234.
Reguła Prestona 292.
— Runge'go 292.
— wyboru 120, 363.
Rezonancyjne promieniowanie 166.
— świecenie 219.
Rezonancyjny potencjał 166, 171, 217.
— prążek 217.
Rezonans czysty 217, 222.
Rhenium 15.
Rodzina aktynu 242.
— toru 241.
— uranu 241.
Rodziny pierwiastków promieniotwórcz. 240, 241.
Rotacyjne widmo 115, 116.
Rotacyjno-oscylacyjne widmo 115.
Rozbicie jądra atomowego 90.
— — atomu azotu 91.
Rozkład atomu 261, 262.
— — sztuczny 89.
— cząsteczki 48.
— — przy przejściu elektryczności 48.
— energji 38.
— — w cząsteczce gazu 318.
— — w widmie ciągłem ciała doskonale chłonącego 42, 44.
— — — ciągłem rozproszonych promieni röntgenowsk. 141.
— — — ciągłem 38.
— kwantu światła 188.
— pierwiastków na izotopy 253.
— prążków widmowych w polu elektr. 300.
— prędkości Bose'go-Einsteina 318.
— — Maxwella 318, 319.
— — Pauli'ego-Fermie'go 319.
— — między termoelektronami 336.
Rozmieszczenie elektronów w atomie 230.
Rozpad promieniotwórczy 242, 244.
Rozpadu atomowego prędkość 242.
Rozpraszanie elektronów powolnych 370.
Rozproszenie elektronów 188.
— — powolnych przy przejściu przez gazy jednoatomowe 370.
— promieni gamma 262.
— — röntgenowskich 182.
— światła 191, 192.
Rozszczepienie prążków w polu elektr. jest większe, niż w magnet. 298.
Rozżarzony drucik 167.
Równanie Schrödingera 358.
Röntgenologiczna jednostka Angströma 160.
Röntgenowska lampa 124.
Röntgenowskie promienie miękkie 125.
— — pierwotne 127.
— — twarde 125.
— — wtórne 127.
Ruch elektronu w jednoelektronowym atomie 114.
Ruchy cieplne 19.
— drgające 181.
— — harmoniczne atomów 114.
— obrotowe 20.
— — cząsteczek 113.
Rura Wehnelta 324.
Rurka do wyładowań 330.

Satelity prążków widmowych 60, 101.
Satelitów pochodzenie 104.
Schemat doświadczenia Comptona 184.
— Stonera rozkładu elektronów w atomie 80.
Scyntylacje 90.
Selektywne zjawisko fotoelektryczne 198, 206.
Selen 208.
Selenowy odbiornik 208.
Serja Balmera 50, 51, 100, 112.
— — jej powstawanie 100.
— — a zjawisko Starka 300.
— główna 109.
— nadfiołkowa 100.
— pojedyńcza 50.
— prążków 49.
— widmowa, jej powstawanie 99.
Serje widmowe wodoru 100.
Serji zakończenie 50.
Seryjnego prążka powstawanie 108.
Seryjny wzór 107.
Siatki dyfrakcyjne 153, 161.
— — odbiciowe 153.
— — przestrzenne naturalne 155.
— sześcienne 154.
Siła elektrobodźcza 283.
Siły powinowactwa chemicznego 230.
Skala bezwzględna temperatur 38.
Skład kory ziemskiej i meteorytów 95.
Skok elektronu z jednej orbity na inną 71.

Skroplenie gazów 273.
Sole radu 244.
Spadek elektronu 72.
Spektrograf masowy Astona 249.
— próżniowy 161.
Sposób Astona wyznaczenia ciężarów atomowych 249.
— Dempstera wyznaczenia ciężarów atomowych 249.
— Lo Surdo obserwacji zjawiska Starka 300.
— Wilsona fotografowania torów cząstek 302.
Spółczynnik działania użytecznego lampy röntgenowskiej 142.
— pochłaniania energji promienistej 267.
— — promieni gamma 270.
— — — kosmicznych 270.
— rozszerzalności cieplnej 18.
— ściśliwości objętościowej 18.
— tarcia wewnętrznego 22.
— załamania promieni röntgenowskich 163.
Sprzężone wielkości 345.
Stała Plancka 44, 68.
— Rydberga 50, 98, 99.
Stan obojętny atomu 63,
— radiatora 46.
— trwały (stateczny) 46.
— układu 46.
Stateczny stan radiatora 46.
— — układu 46.
Statystyczna metoda w fizyce 335.
Statystyczne zasady 336, 348.
Statystyka 310, 336.
Stopów nadprzewodnictwo 280.
Stosunek ładunku elektronu do masy 247, 248.
Subelektrony 26.
Subtelna budowa prążków 102.
Swobodna długość drogi cząsteczki w ruchach Browna 21.
Swobodne elektrony 94.
— protony 94
Symbolika promieni röntgenowskich 136, 145.
Systematyka promieni röntgen. 136.
Szeregi układu Mendelejewa 12.
Sztuczny rozkład atomu 90.

Światła prędkość 29.
Światło 30, 33.
— posiada masę 30.
Światopogląd molekularno-kinetyczny 19.
Świecące gazy 47.
Świecące pary 47.
Świecenie gazów pod wpływem wyładowań elektrycznych 217.
— powierzchniowe 218.
— objętościowe 218.
Świetlny kwant 176, 188.

Tablica Mendelejewa 10, 13, 56, 82, 286.
Tablicowy ciężar atomowy 8.
Temperatura bezwzględnego zera 3, 40, 273.
— krytyczna 273.
— najniższa 275.
— niska 3, 273.
— „skoku“ 279.
— topnienia 18.
Temperatury „helowe“ 274.
Teorja Berzeliusa powinowactwa chemicznego 229.
— Bohra 63, 330.
— budowy atomu 4, 63.
— de Broglie'a 351.
— Drude'go 309.
— dyfrakcyjna mikroskopów Abbe'go 325.
— elektromagnetyczna 33.
— elektronowa metali 306.
— elektryczna powinowactwa chemicznego 229.
— emisyjna światła Newtona 176.
— falowa 178, 257, 261, 328.
— Frenkela 315.
— Gamowa wyrzucania cząstki alfa przez jądra atomów promieniotwórczych 363.
— Heisenberga 357.
— kinetyczna gazów 19, 309.
— Kopernika 341.
— korpuskularna światła 257.
— kwantowa światła 60, 177, 214, 216, 257, 258, 328.
— — energji promienistej 215.
— Lorentza 289.
— Maxwella 220.
— powstawania widm 63.
— Sommerfelda 316.
— tęczy Descartes'a 335.
— względności 4, 339.
— zjawiska Comptona 184, 185.
Termochemja 235.
Termoelektrony 321, 323.
Termojonowy prąd 321.
Termojonów natężenie strumienia 324.
Termoluminescencja 59.
Termoogniwo 39.
Tlenki metali ziem alkalicznych 324.
Tor 241.
— cząstek alfa 303.

Tor cząstek beta 303.
— eliptyczny 67.
— kołowy elektronu 67.
Triady 17, 83.
Trójatomowy gaz 7.
Trójkowe serje (triplety) 49, 331.
Trwanie fosforescencji 227.
Trzech ciał zagadnienie 78.
Trzeci postulat Bohra 73, 74.
Twardość promieni kosmicznych 267.
— — röntgenowskich 125.

Uginanie 153.
Ugrupowanie części jądra atomowego 93.
— w warstwy elektronowe 79.
Ujemna elektryczność 22.
— jonizacja 73.
Ujemne pochłanianie 190, 191.
Ujemny jon 167.
Układ 46.
— seryj 49.
Ultrafiołkowa (nadfiołkowa) serja wodoru 100.
Ultrafiołkowe (nadfiołkowe) widmo 36.
Ultraröntgenowskie promienie 256.
Uran 241.

Warstwy elektronów 79.
— — budowa 80.
— — nadbudowa 80.
— — wewnętrzne 84.
— — zewnętrzne 84.
Wartościowość pierwiastka 82.
— elektronu 81, 84, 108, 110, 166.
Warunek kwantowy 105.
Wewnętrzna dyfuzja światła 191.
— energja atomu 20.
Wewnętrzne zjawisko fotoelektryczne 202, 208.
Wewnętrzny i zewnętrzny elektron 64.
Wewnątrzatomowa energja 20.
Wewnątrzatomowe zjawiska 255, 351.
Wewnątrzcząsteczkowa energja 20.
Wewnątrzcząsteczkowe ruchy 168.
Węzły siatki krystalicznej 154.
Widma pierwiastków są tylko dwu typów 56.
— wodorowe części 110.
Widmo 33.
— ciała doskonale chłonącego (czarnego) 41.
— ciągłe 37.
— emisji rezonancyjnej 219, 224.
— emisyjne 37.
— fotoluminescencji 224.
— gazów jednoatomowych 216.
— helu 54.
Widmo helu, jego powstawanie 54.
— iskrowe 55, 139.
— łukowe 55, 110.
— mgławic galaktycznych 118.
— nadfiołkowe 36.
— — wodoru 100.
— oscylacyjne 115.
— pasmowe 37, 47, 58, 112, 214.
— — badanie doświadczalne 116.
— — jego powstawanie 112.
— — jego związek z ciepłem właściwem gazów 113.
— pochłaniania (absorbcyjne) 37, 59, 111, 112, 114.
— — gazów i par 111.
— — podczerwone 190.
— podczerwone 35.
— prążkowe 38, 47, 58, 112, 114.
— — atomów jednoelektronowych 97.
— — izotopów 253.
— — jego powstawanie 97.
— prążkowo-pasmowe 224.
— promieni gamma 37, 259.
— — kosmicznych 37.
— rezonancyjne 224.
— rotacyjne 114.
— rotacyjno-oscylacyjne 110, 36, 125.
— röntgenowskie 126, 140, 148.
— — charakterystyczne 140.
— — ciągłe 140.
— — — jego energja 141.
— — iskrowe 139.
— — łukowe 139.
— rzędu 1-go, 2-go i t. d. 249.
— światła rozproszonego 191.
— — — jest identyczne z widmem źródła 191.
— świecenia fosforescencji 212.
— widzialne 35.
— wielolinjowe 54.
— wodoru 50.
— — jego powstawanie 99.
Wiek minerałów uranowych 244.
Wieloatomowy gaz 7.
Wieloelektronowy atom 107.
Wielolinjowe widmo helu 54.
— — wodoru 54.
Wodorowe części widma 100.
Wodoru budowa atomu 97, 64.
— ciężar atomowy 102.
— serje widmowe 100.
Wodór 365.
Wolt, miara prędkości elektronów 124.

Wolt, jedn. napięcia pola elektryczn. 124.
Wpływ ciśnienia barometrycznego na natężenie prom. kosmiczn. 270.
— domieszek do par i gazów na luminescencję 220.
— gazów na emisję termoelektronów 339.
— pola magnet. na promieniowanie 287.
— pola magnet. na widmo pochłaniania 301.
— — — na nadprzewodnictwo 281.
— sił elektryczn. i magnet., na promieniowanie 60.
— temperatury na trwanie fosforescencji 227.
Wtórne promienie gamma 262.
— — röntgenowskie 127.
— reakcje fotochemiczne 234.
Wyładowanie iskrowe 109.
— jego widmo 55.
— łuku Volty 109.
Wyrazy widmowe 106.
— — i długość fali 119.
— — i poziomy energetyczne 144.
— — wodoru 106.
Wyznaczenie częstości podczerwonych prążków widm różnych ciał 196.
— wieku minerałów 244.
Wzbogacenie pierwiastka przez jego izotopy 254.
Wzbudzenie atomów 71, 99, 171, 165, 190.
— — drugie 172.
— — w mgławicach 122.
— — przez energję promienistą 214.
— — przez zderzenia elektronów 171.
— cząsteczek 190.
— gazów przez zderzenia z elektronami 165.
Wzbudzonego atomu rola przy zderzeniach drugiego rodzaju 219.
Względności zasada 4.
Wzmacniacz 3, 208.
Wzór seryjny Balmera 50, 108.
— — Plancka 43.
— — Richardsona 338.

X, jednostka długości 35.

Zachowanie energji 27.
— materji 29.
Zagadnienie trzech ciał 78.
Zakaz Pauli'ego 316.
Zakończenie serji 50.
Zależność fosforescencji od temperatury 212.
— fotoelektrycznego zjawiska selektywnego od gazów okludowanych 206.
— masy elektronu od prędkości 103.
— natężenia prądu fotoelektrycznego od natężenia światła 207.
— prądu fotoelektrycznego od długości fali światła padającego 199.
prądu fotoelektrycznego od różnicy potencjałów 199.
— widma röntgenowskiego od związków chemicznych danego pierwiastka 148.
Załamanie strumienia elektronów 368.
Zasada ciążenia powszechnego 67.
— Dopplera 217.
— fizyczna 115, 347.
— następczości 56.
— (zakaz) Pauli'ego 316.
— nieoznaczoności 344.
— Pascala 336.
— przesunięć 57.
— przyczynowości 332, 346, 347.
— wyboru 120.
— względności 4.
— zachowania energji 27, 181.
— — materji 29.
— zasadniczej obserwowalności 343.
Zasadnicza obserwowalność 343.
Zasadnicze prążki w widmie dyfuzji wewnętrznej 191.
Zasady rucnów Browna 22.
— statystyczne 336.
Zasięg cząstki aktywnej 90.
— — alfa 90.
Zatarcie granic elektronu 359.
Zderzenie cząsteczek 191, 224, 310.
— drugiego rodzaju 74, 120, 219, 220.
— elektronów i cząsteczek 175.
— — i kwantów światła 184.
— jonów dodatnich 175.
— niesprężyste 165.
— sprężyste 165, 170.
Zerowa kolumna układu perjodycznego 12, 15.
Zestalenie helu 277.
Zewnętrzne zjawisko fotoelektryczne 202.
Zewnętrzny i wewnętrzny elektron 64.

Zjawiska chemiczne 233.
— fotochemiczne 257.
— wewnątrzatomowe 227, 351.
Zjawisko Comptona 182 188, 216, 257.
— — badanie doświadcz. 186, 187.
— fotoelektryczne 176, 179, 198, 239, 257.
— — czyste 208.
— — wewnętrzne 202, 208.
— — zewnętrzne 211.
— Paschena-Backa 294, 331.
— Ramana (Mandelstama i Landsberga) 192, 257.
— — jego znaczenie 195.
— rezonansu 217.
— Starka 296, 363.
— — odwrotne 301.
— — poprzeczne 297.
— — podłużne 298.
— Ramsauera 370.
— Zeemana 287, 363.
Zjawisko Zeemana anomalne 289, 290, 331.
— — normalne 289.
— — odwrotne 298.
— — podłużne 259.
— — poprzeczne 289.
— — proste 290.
Ziem alkalicznych metale 15.
— — tlenki metali 324.
Ziemie 15.
— rzadkie 15, 17, 83.
Złożona budowa prążków widmowych 102.
Zmiana przewodnictwa elektrycznego pod wpływem energji promienistej 208.
Zmienne gwiazdy 207.
Zniekształcenie orbit elektronowych w ciałach stałych i ciekłych 226.
Związki chemiczne 5.
— nieorganiczne 231.
— nietrwałe 48.
— wodorowe 48.

SPIS RZECZY

Z przedmowy do wydania pierwszego V
Przedmowa do wydania drugiego VI
Przedmowa do wydania trzeciego VI
Od tłumacza VII

ROZDZIAŁ I. *Wstęp* 1

ROZDZIAŁ II. *Materja, elektryczność, energja i masa* 5
§ 1. Materja 5
§ 2. Układ Mendelejewa 10
§ 3. Światopogląd molekularno-kinetyczny 19
§ 4. Elektryczność 22
§ 5. Energja i masa 26

ROZDZIAŁ III. *Energja promienista* 33
§ 1. Wstęp 33
§ 2. Widmo ciągłe. Ciało doskonale chłonące 37
§ 3. Wprowadzenie pojęcia kwantów 41
§ 4. Widma prążkowe i pasmowe 47
§ 5. Widma prążkowe i pasmowe (c. d.) 54

ROZDZIAŁ IV. *Budowa atomu i powstawanie widm* 61
§ 1. Zarys historyczny 61
§ 2. Teorja Bohra. Dwa pierwsze postulaty 67
§ 3. Trzeci postulat teorji Bohra 70
§ 4. Szczegóły budowy atomu 75
§ 5. Budowa atomu a układ Mendelejewa. Poziomy energetyczne. Magneton 81
§ 6. Cząstki alfa. Budowa i rozpad jądra atomowego 88
§ 7. Powstawanie widm prążkowych 97
§ 8. Satelity. Kwantowanie. Wyrazy widmowe 102
§ 9. Atomy wieloelektronowe. Widma pochłaniania 107
§ 10. Powstawanie widm pasmowych 112
§ 11. Rozwiązanie zagadki nebulium 116

ROZDZIAŁ V. *Promienie Röntgena* 124
§ 1. Wstęp 124
§ 2. Prace Moseley'a. Przegląd grup K, L, M, N. Promienie alfa jako wzbudzające 128
§ 3. Powstawanie promieni röntgenowskich 134
§ 4. Poziomy energetyczne. Systematyka promieni Röntgena . . 142
§ 5. Pochłanianie promieni röntgenowskich. Przejście do promieni nadfiołkowych 146
§ 6. Promienie röntgenowskie a kryształy 151
§ 7. Pomiar długości fali promieni röntgenowskich. Załamanie promieni röntgenowskich 157

ROZDZIAŁ VI. *Wzbudzenie i jonizacja gazów przez zderzenia z elektronami* 165
§ 1. Wstęp 165
§ 2. Badania doświadczalne 168

ROZDZIAŁ VII. *Teorja kwantów świetlnych oraz zjawiska Comptona i Ramana* 176
§ 1. Kwantowa teorja światła 176
§ 2. Zjawisko A. H. Comptona 182
§ 3. Zjawisko Ramana, Mandelstama i Landsberga . . 188

ROZDZIAŁ VIII. *Fotoelektryczność* 198
§ 1. Prawa zjawisk fotoelektrycznych 198
§ 2. Badanie doświadczalne zjawiska fotoelektrycznego 202
§ 3. Zjawisko selektywne 206
§ 4. Wewnętrzne zjawisko fotoelektryczne. Jonizacja gazów przez energję promienistą 208

ROZDZIAŁ IX. *Fotoluminescencja* 212
§ 1. Zasadnicze zjawiska fotoluminescencji 212
§ 2. Fotoluminescencja jednoatomowych gazów 216
§ 3. Badanie gazów jednoatomowych 219
§ 4. Fotoluminescencja cząsteczek 223

ROZDZIAŁ X. *Teorja Bohra a chemja* 229
§ 1. Powinowactwo chemiczne 229
§ 2. Powstawanie cząsteczek 231
§ 3. Zjawiska fotochemiczne. Zakończenie. 233

ROZDZIAŁ XI. *Pierwiastki promieniotwórcze. Izotopy* 238
§ 1. Pierwiastki promieniotwórcze 238
§ 2. Rodziny pierwiastków promieniotwórczych i ich własności . . 241
§ 3. Izotopy niepromieniotwórcze 245
§ 4. Prace Astona. Własności izotopów 249

ROZDZIAŁ XII. *Promienie gamma i promienie Hessa* 256
§ 1. Powstawanie i długość fali promieni gamma 256
§ 2. Różne własności promieni gamma 260
§ 3. Promienie Hessa (kosmiczne) 263

ROZDZIAŁ XIII. *Hel ciekły i stały. Nadprzewodniki* 273
§ 1. Hel ciekły i stały 273
§ 2. Nadprzewodniki. Zjawiska zasadnicze 278
§ 3. Nadprzewodniki. Dalsze badania 281

ROZDZIAŁ XIV. *Różne zjawiska* 287
§ 1. Zjawisko Zeemana. Zjawisko normalne 287
§ 2. Anomalne zjawisko Zeemana 290
§ 3. Zjawisko Starka 296
§ 4. Sposób C. T. R. Wilsona 302

ROZDZIAŁ XV. *Elektronowa teorja metali* 305
§ 1. Wstęp 305
§ 2. Teorja Drude'go 309

§ 3. Prace H. A. Lorentz'a, J. I. Frenkel'a i J. J. Thomsona . . . 314
§ 4. Teorja Sommerfelda 316
§ 5. Emisja elektronów przez ciała rozżarzone i zimne 320

ROZDZIAŁ XVI. *Nowa mikromechanika* 328
§ 1. Wstęp 328
§ 2. Niedomagania starej teorji 329
§ 3. Trudności elementarnego wykładu 331
§ 4. Pewne wiadomości wstępne 333
§ 5. Rysy charakterystyczne nowej mikromechaniki 338
§ 6. Zasada przyczynowości 346
§ 7. Teorja L. de Broglie'a 351
§ 8. Teorja Schrödingera i Heisenberga 357
§ 9. Pewne wyniki mikromechaniki 362
§ 10. Dyfrakcja elektronów 366
Skorowidz 372
Dostrzeżone omyłki druku 390

DOSTRZEŻONE OMYŁKI DRUKU

Str.		Wydrukowano	Powinno być
13	w tabl. I, okres VI kolumna IVa	Ge	Ce
49	12 wiersz od góry	sł	sił
108	4 » » »	ostatnch	ostatnich
153	4 » » »	*uginania dyfrakcji*	*uginania (dyfrakcji)*
179	wzór (3)	$\varepsilon \; \frac{1,96}{10^8 \lambda}$	$\varepsilon = \frac{1,96}{10^8 \lambda}$
183	6 wiersz od góry	*florescencji*	*fluorescencji*
212	13 » » »	fosforenscencja	fosforescencja
217	16 » » »	*rezonacyjnym*	*rezonancyjnym*
219	21 » » »	nie trwałych	nietrwałych
232	19 » » »	tomy	atomy
250	6 » » dołu	chromn	chromu
252	4 » » góry jest zbyteczny i należy go wykreślić		
303	13 » » »	*cząstki*	*cząstek*

MATHESIS POLSKA

CZASOPISMO POŚWIĘCONE
NAUKOM ŚCISŁYM I ICH METODOLOGJI

WYDAWANE PREZ
STANISŁAWA WARHAFTMANA

PRZY WSPÓŁUDZIALE
E. STENZA i K. ZARANKIEWICZA

Z DODATKIEM

URANJA

CZASOPISMO POLSKIEGO TOWARZYSTWA
PRZYJACIÓŁ ASTRONOMJI

POD REDAKCJA
LUCJANA ORKISZA i EUGENJUSZA RYBKI

Tom VI 6-ty rok wydawnictwa 1931

Prenumerata rocznie (10 numerów w zeszytach podw.) Zł. 20.—

Prospekty, warunki abonamentów premjowych na żądanie gratis.

